

---

# Entwicklung und Aufbau eines Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems für den S-DALINAC

---

Development and Installation of a High-energy Electron-scaper System  
for the S-DALINAC

Dissertation von Lars Jürgensen, April 2018



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik  
**S | DALINAC**

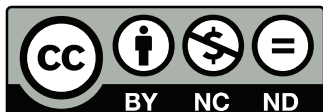
Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-74895](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-74895)

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/7489>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,  
E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>  
[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Diese Veröffentlichung steht unter der Creative-Commons-Lizenz:  
Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

# Entwicklung und Aufbau eines Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems für den S-DALINAC

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte

## **D i s s e r t a t i o n**

angefertigt von

M.Sc. Lars Erik Jürgensen  
aus Heppenheim (Bergstraße)

Referent: Prof. Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla

Korreferent: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 09. April 2018

Tag der Prüfung: 16. Mai 2018

Darmstadt 2018

D 17





# Zusammenfassung

Diese Promotionsarbeit beschäftigt sich mit der Erweiterung der Extraktionsstrahlführung des S-DALINAC. Durch die Installation eines Schlitzsystems zur Verringerung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls sowie zur Reduktion des Photonenuntergrunds profitieren alle Hochenergie-Experimentierplätze. Neben diesen Verbesserungen dient das System ebenfalls zur Stabilisation der Strahlenergie und stellt eine wertvolle Diagnosemöglichkeit für den Beschleuniger dar. Der aufgebaute Strahlführungsabschnitt besteht aus drei Vakuumkammern, die jeweils einstellbare Schlitze, im Folgenden Scraper genannt, enthalten. Diese Kammern sind in einer Schikane aus vier Dipolmagneten platziert. An der Position der mittleren Kammer herrscht transversale Dispersion in horizontaler Richtung, wobei zugleich ein Strahlfokus in horizontaler und vertikaler Richtung erreicht wird. Der dortige Scraper dient zur Reduktion der Energieunschärfe (Energiescraper) und kann mittels eines speziell entwickelten Antriebs auf Spaltbreiten von weniger als 0,1 mm eingestellt werden. Die elektrisch isolierte Führung der sogenannten Energiescraperbacken ermöglicht eine Messung der dort deponierten Ladung. Die zwei anderen Kammern enthalten Scraper die in horizontaler und vertikaler Richtung Teile des Strahls stoppen können, die eine große transversale Ablage von dessen Zentrum aufweisen.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die durchgeführten Simulationen zur Auslegung der Strahldynamik, des Vakuumsystems, der Kühlung der Scraperbacken und der benötigten Abschirmung, sowie die finale Konstruktion und die Inbetriebnahme des Systems. Die Ergebnisse der Tests mithilfe des 169°-Magnetspektrometers bestätigen die angestrebte Funktionalität des Systems. Die erreichbare Linienbreite, zu der die Energieunschärfe des Elektronenstrahls beiträgt, konnte bei einer Referenzmessung um etwa 68 % von  $5,9(8) \times 10^{-4}$  auf  $1,9(3) \times 10^{-4}$  reduziert werden. Im Rahmen dieser Messungen konnte auch eine Reduktion der Untergrundzählrate um etwa 90 % nachgewiesen werden. Energieschwankungen des Beschleunigers konnten mittels der Ladungsmessung der gestoppten Anteile des Elektronenstrahls im Energiescraper identifiziert und ausgeglichen werden.



# Abstract

This PhD thesis is about upgrading the S-DALINAC extraction beamline with a multi-purpose scraper system. The system reduces the energy spread of the beam as well as the radiation background count rate and therefore improves the conditions for all high energy experiments. Additionally, it has stabilizing effects on the delivered beam energy and represents a useful diagnostic tool by detecting fluctuations. The final set-up consists of three vacuum chambers, each of them housing movable slits, hereafter called scraper. These chambers are installed within a chicane of four dipole magnets. At the position of the central chamber horizontal dispersion together with a horizontal and vertical beam focal point is achieved. In this chamber a scraper is installed to reduce the beam's energy spread (energy-scraper). A custom-built drive allows for slit-opening widths of 0,1 mm and below. By measuring the deposited charge on both electrically insulated so-called energy-scraper-brackets, energy fluctuation of the beam over time can be detected. The two remaining chambers contain scrapers that stop parts of the beam with big displacements from the central beam path.

Within this thesis detailed simulations were executed to determine the best suited beam-dynamics layout, the vacuum system, radiation protection and the cooling of the scraper brackets. The final design as well as the first commissioning run are presented. The results of this commissioning run using the 169°-spectrometer, prove the functionality of the system. The linewidth, to which the energy spread of the electron beam is contributing, has been reduced by 68 % from  $5.9(8) \times 10^{-4}$  to  $1.9(3) \times 10^{-4}$  with the energy-scraper. At the same time the background count rate next to the experimental area could be lowered by 90 %. Fluctuations of the beam energy were detected and corrected by measuring the deposited parts of the beam on each side of the energy scraper.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>S-DALINAC</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Motivation</b>	<b>10</b>
<b>4</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>12</b>
4.1	Teilchenablenkung . . . . .	12
4.2	Strahldynamik . . . . .	17
4.3	Scrapersysteme . . . . .	19
4.4	Vakuumtechnik . . . . .	21
4.5	Ionisierende Strahlung und deren Abschirmung . . . . .	25
4.6	Strahlenschutz und Grenzwerte . . . . .	38
4.7	Jahresdosis und gesetzliche Grenzwerte . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Simulationsrechnungen</b>	<b>41</b>
5.1	Anforderungen an den Strahltransport . . . . .	41
5.2	Material und Form der Scraperbacken . . . . .	46
5.3	Auslegung der Wasserkühlung . . . . .	52
5.4	Auslegung des Vakuumsystems . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Entwicklung der Scraperkammern</b>	<b>61</b>
6.1	Energiescraper . . . . .	61
6.2	Haloscraper . . . . .	69

<b>7 Abschirmung</b>	<b>73</b>
7.1 Rahmenbedingungen . . . . .	73
7.2 Ermittlung der zu erwartenden effektiven Dosisleistung . . . . .	76
7.3 Gesonderte Betrachtung für Neutronenstrahlung . . . . .	79
7.4 Aktivierung der Kupferblöcke . . . . .	80
7.5 Externer Strahlfänger . . . . .	82
<b>8 Messungen zur Überprüfung der Funktionalität</b>	<b>85</b>
8.1 Messungen mit dem 169°-Spektrometer . . . . .	87
8.2 Untersuchung des Einflusses des Energiescrapers auf die Unter- grundzählrate . . . . .	103
8.3 Optische Vermessung der Energieverteilung des Elektronenstrahls	106
8.4 Bestimmung der Dispersion am Ort des Energiescrapers . . . . .	109
8.5 Strommessung . . . . .	110
<b>9 Beobachtete Schwankungen trotz Energiescraper</b>	<b>112</b>
9.1 Magnetfeldstabilität . . . . .	112
9.2 Scrapperbetrieb und Nicht-Isochrones Rezirkulieren . . . . .	115
<b>10 Weitere Messvorhaben</b>	<b>119</b>
<b>11 Schlussbemerkung</b>	<b>120</b>
<b>A Anhang</b>	<b>122</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung des aufgebauten Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems . . . . .	3
2.1	S-DALINAC Grundriss: Beschleunigerhalle . . . . .	8
2.2	S-DALINAC Grundriss: Experimentierhalle . . . . .	9
4.1	Aufbau Dipolmagnet . . . . .	13
4.2	Kantenfokussierung . . . . .	14
4.3	Aufbau Quadrupolmagnet . . . . .	15
4.4	Dispersion . . . . .	16
4.5	Verwendetes Koordinatensystem . . . . .	18
4.6	Funktionsweise eines Haloscrapers . . . . .	20
4.7	Funktionsweise eines Energiescrapers . . . . .	21
4.8	Elektronenwechselwirkung: Anregung . . . . .	26
4.9	Elektronenwechselwirkung: Ionisierung . . . . .	26
4.10	Elektronenwechselwirkung: Elastische Streuung und Bremsstrahlung	27
4.11	Elektronenwechselwirkung: Inelastische Streuung und Kernreaktion	28
4.12	CSDA-Reichweiten . . . . .	30
4.13	Photonenwechselwirkung: Photoeffekt . . . . .	32
4.14	Photonenwechselwirkung: Paarbildung . . . . .	33
4.15	Photonenwechselwirkung: Kernphotoeffekt . . . . .	33
4.16	Massenschwächungskoeffizient für Blei . . . . .	34
4.17	Neutronenwechselwirkung: Elastische Streuung . . . . .	36
4.18	Neutronenwechselwirkung: Absorption . . . . .	36
5.1	Grundriss alte Extraktionsstrahlführung . . . . .	42
5.2	Grundriss neue Extraktionsstrahlführung . . . . .	43

5.3	Anwendung Kantenfokussierung . . . . .	43
5.4	Strahldynamik finales System . . . . .	44
5.5	CSDA Reichweite Kupfer . . . . .	46
5.6	Energieverteilung an der Scraperrückseite austretender Elektronen	48
5.7	Wärmeverteilung auf den Scraperbacken . . . . .	49
5.8	Auswirkung der Scraperbackenform auf die Energieverteilung der Elektronen . . . . .	50
5.9	Energieverteilung an der Rückseite des horizontalen Haloscrapers austretender Elektronen . . . . .	51
5.10	Seitenansicht der Energiescraperbacke mit Kühlwasserbohrungen .	53
5.11	Simulierte Temperaturverteilung der Energiescraperbacke . . . . .	54
5.12	Simulierte Maximaltemperaturen auf der Energiescraperbacke für verschiedene Strahlgrößen . . . . .	55
5.13	Simulierte Maximaltemperaturen der Haloscraperbacken bei über- höhtem Wärmeeintrag . . . . .	56
5.14	Übersicht des Vakuumsystems . . . . .	57
5.15	Vergleich Saugvermögen . . . . .	59
5.16	Simulierte Druckverteilung . . . . .	60
6.1	Mögliche Geometrie der Energiescraperkammer: Variante A . . . .	63
6.2	Mögliche Geometrie der Energiescraperkammer: Variante B . . . .	64
6.3	Schnittansicht der Kammer des Energiescrapers . . . . .	65
6.4	Schnittansicht eines Energiescrapermoduls . . . . .	66
6.5	Scherenhebermechanismus . . . . .	67
6.6	Kennlinie Energiescraperantrieb . . . . .	68
6.7	Abweichung der Antriebskennlinie von Messwerten . . . . .	69
6.8	Modell der ersten Haloscraperkammer . . . . .	70



6.9	Modell der zweiten Haloscraperkammer . . . . .	72
7.1	Gebäudeausschnitt Untergeschoss . . . . .	75
7.2	Geometrie der Strahlenschutzsimulation . . . . .	76
7.3	Ergebnisse für die effektive Personendosisleistung . . . . .	77
7.4	Modell der Bleiabschirmung des Energiescrapers . . . . .	79
7.5	Abklingen der Aktivität durch Aktivierung nach dem Ausschalten	82
7.6	Zusätzlicher Strahlfänger für Photonenstrahlung . . . . .	83
8.1	Mögliches Verhalten der mittleren Strahlenergie in Abhängigkeit von der Zeit . . . . .	86
8.2	Messaufbau am 169°-Spektrometer . . . . .	88
8.3	Fotografie der genutzten Targetleiter . . . . .	89
8.4	Funktionsweise des 169°-Spektrometers . . . . .	91
8.5	Beispiel eines aufgenommenen Energieverlustspektrums . . . . .	92
8.6	Targetpositionierung . . . . .	94
8.7	Energieverteilung nach dem Goldtarget . . . . .	95
8.8	Änderung der Linienbreite durch den Einsatz des Energiescrapers	98
8.9	Linienbreite für kleine Spaltbreiten des Energiescrapers . . . . .	100
8.10	Zusätzlicher Einsatz des horizontalen Haloscrapers . . . . .	101
8.11	Änderung der Untergrundzählrate durch den Einsatz des Energie- scrapers . . . . .	105
8.12	Position des verwendeten Leuchtschirms . . . . .	106
8.13	Änderung der Energieunschärfe durch den Einsatz des Energiescra- pers . . . . .	108
8.14	Änderung der Energieunschärfe durch den Einsatz des Energiescra- pers - für kleine Spaltbreiten . . . . .	109
8.15	Anzeige von Energiedrifts durch die Strommessung des Energie- scrapers . . . . .	111

9.1	(Nicht)-Isochrones Rezirkulieren . . . . .	116
11.1	Energieverlustspektrum mit und ohne Scrapereinsatz . . . . .	120

## Tabellenverzeichnis

4.1	Ausgasraten . . . . .	24
4.2	Materialien zur Neutronenabschirmung . . . . .	35
4.3	Dosiswerte der Bevölkerung . . . . .	40
5.1	Auswirkung der Scraperbackenform auf die Energieverteilung des transmittierten Strahls . . . . .	50
6.1	Ergebnis der Kalibrierungsfahrt . . . . .	68
7.1	Durch Aktivierung erwartete Nuklide und deren Halbwertszeiten .	81
8.1	Bekannte Beiträge zur Linienbreite im Spektrum . . . . .	96
9.1	Messung der Feldstabilität typischer Magnete . . . . .	113
9.2	Auswirkung der Magnetfeldstabilität auf die gemessene Strahlenergie	114

# 1 Einleitung

Die Quantenphysik, die Anfang des 20. Jahrhunderts die Konzepte der klassischen Physik erweiterte, enthält mit der Kernphysik ein bis heute nicht abgeschlossenes Teilgebiet, auf dem rege Forschung betrieben wird. Die zu beobachtenden Längenskalen liegen in einem Bereich, in dem Einflüsse der Hadronenphysik und Quantenelektrodynamik ebenso betrachtet werden müssen, wie die Dynamik des Vielteilchensystems aus Protonen und Neutronen. Letztere weist bereits für sich genommen durch die große Zahl der Wechselwirkungspartner im Kern eine gesteigerte Komplexität auf.

Die Entdeckung der natürlichen Radioaktivität im Jahr 1896 durch Becquerel [1] kann als der Beginn der kernphysikalischen Forschung angesehen werden. Im Jahr 1911 folgte das Rutherfordsche Atommodell, welches den Kern gegenüber dem Atom als extrem kleines, massives und positiv geladenes Objekt im Atominneren beschreibt [2].

Zu diesem Zeitpunkt konnten Experimente zu kernphysikalischen Fragestellungen ausschließlich mit Kathodenstrahlröhren und Quellen natürlicher Radioaktivität durchgeführt werden. Um kleinere Strukturen auflösen zu können, mussten Beschleuniger mit höheren Endenergien entwickelt werden. Im Jahr 1930 wurden die Gleichspannungsbeschleuniger von Cockcroft-Walton [3] und Van-de-Graaff [4] in Betrieb genommen. Mit solchen Gleichspannungsanlagen war die erreichbare Teilchenenergie aufgrund von Koronaentladungen jedoch auf einige MeV begrenzt. Weitaus höhere Energien erreichten bald die parallel entwickelten Wechselfeldbeschleuniger, die auf dem Prinzip zur Hochfrequenzbeschleunigung nach Ising [5] beruhen. Neben Linearbeschleunigern vom Wideröe-Typ [6] wurden ebenfalls Kreisbeschleuniger wie das Zyklotron von Lawrence und Livingston [7] auf dieser Grundlage gebaut. Zusätzlich zur Anwendung für die Untersuchung der Kernstruktur wurden hochenergetische Teilchenstrahlen bald auch zur Produktion bis dato unbekannter Teilchen und Antiteilchen genutzt, wodurch der Bedarf an immer höheren Endenergien weiter angetrieben wurde. Die Folge war eine rasante Entwicklung auf dem Feld der Kreis- und Linearbeschleuniger. Bereits in den 1950er Jahren waren Synchrotronanlagen in der Lage, Energien im GeV-Bereich zur Verfügung zu stellen, die vornehmlich für die Teilchen- ( $\pi$ -Meson) oder Antiteilchenproduktion, wie dem Antiproton eingesetzt wurden [8]. Einen

weiteren Fortschritt für die Teilchenphysik brachte die Entwicklung sogenannter Collider. Durch die Kollision gegenläufig beschleunigter Strahlen konnte die im Schwerpunktsystem verfügbare Energie drastisch gegenüber einer „Fixed-Target“-Anordnung gesteigert werden [9]. Die weltweit bekannte und größte Beschleunigeranlage, der Large Hadron Collider (LHC) erreichte im Jahr 2012 bereits Schwerpunktsenergien von bis zu 7 TeV bei Proton-Proton-Kollisionen. Unter der Vielzahl der mit dieser Maschine gelungenen Entdeckungen und experimentellen Überprüfungen von Theorien (z.B. des sogenannten Standardmodells der Teilchenphysik) gilt der Nachweis des Higgs-Bosons als größter Erfolg [10]. Zur Zeit sind Vorbereitungen im Gange, die Schwerpunktsenergie des LHC auf 14 TeV zu steigern [11].

Neben der Kollision hochenergetischer Teilchenstrahlen für Experimente der Hochenergiephysik, werden Beschleunigeranlagen seit deren Entwicklung zur Untersuchung der Kernstruktur eingesetzt. Elektronen- oder auch Hadronenstrahlen werden z.B. genutzt, um die zu untersuchenden Atomkerne durch Streuung anzuregen und so spezifische Energiezustände zu messen. Dabei können benachbarte Energiezustände des untersuchten Kerns nur dann unterschieden werden, wenn die Energieunschärfe des Strahls kleiner ist, als der Energieabstand der untersuchten Zustände. Eine Maschine, die dazu ausgelegt ist, geeignete Strahleigenschaften bereitzustellen, ist der Supraleitende Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC [12]. Dieser wird seit 1987 am Institut für Kernphysik an der Technischen Universität Darmstadt betrieben und im Zuge zahlreicher akademischer Abschlussarbeiten ständig fortentwickelt.

## **Einordnung dieser Arbeit**

Einige der im Folgenden verwendeten Begriffe setzen bereits die Kenntnis des Funktionsprinzips und des Aufbaus der Beschleunigeranlage voraus, weshalb an dieser Stelle auf Kap. 2 verwiesen wird, in dem der S-DALINAC ausführlich beschrieben ist.

Diese Arbeit hatte zum Ziel, die Energieunschärfe des Elektronenstrahls weiter zu verringern und die Strahlenergie zu stabilisieren. Vorgegangen waren zahlreiche Neu- und Weiterentwicklungen, von denen die Strahleigenschaften und damit die kernphysikalischen Experimente ebenfalls profitieren. Darunter fällt die

Amplituden- und Phasenregelung der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, die auf kleinen und auf großen Zeitskalen eine Stabilisierung der Strahlenergie und Energieunschärfe des Strahls sicherstellt [13–16]. Um Strahleigenschaften beeinflussen zu können, die in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden, wurden eine aktive Phasenstabilisierung [17] und ein Niederenergie-Scraper [18] aufgebaut. Somit können Schwankungen aus der Vorbeschleunigung und dem Injektorbeschleuniger ausgeglichen bzw. gefiltert werden. Im Zuge von [19] wurde außerdem gezeigt, dass ein nicht-isochroner Betrieb der Rezirkulationen bei gleichzeitiger Beschleunigung der Elektronenbunche auf der Flanke des Hochfrequenzfeldes ebenfalls geeignet ist, um die Energieunschärfe des Strahls zu reduzieren und die Stabilität zu verbessern. Durch die beschriebenen Arbeiten ist ein entscheidend stabilerer und zuverlässigerer Strahlbetrieb möglich geworden, indem die Strahleigenschaften vor oder während der Beschleunigung beeinflusst werden. Das im Teilprojekt E2 des Sonderforschungsbereichs 634 [20] aufgebaute Hochenergie-Scrapersystem, das Gegenstand dieser Arbeit ist, unterscheidet sich daher durch seine Positionierung in der Extraktionsstrahlführung des S-DALINAC. Dadurch kann im Anschluss an die Beschleunigung Einfluss auf die Eigenschaften des Strahls genommen werden, bevor dieser zu den Hochenergieexperimenten geleitet wird.

Das finale System ist in Abb. 1.1 schematisch in einer Draufsicht dargestellt. Es nutzt eine Schikane aus vier Dipolmagneten. Jeweils zwischen zwei Dipolmagneten befindet sich eine Vakuumkammer, die fahrbare und aktiv gekühlte Kupferbacken zur partiellen Strahlvernichtung enthält. Diese Kammern werden im Folgenden als Scraperkammern bezeichnet. In der Mitte der Schikane ist der

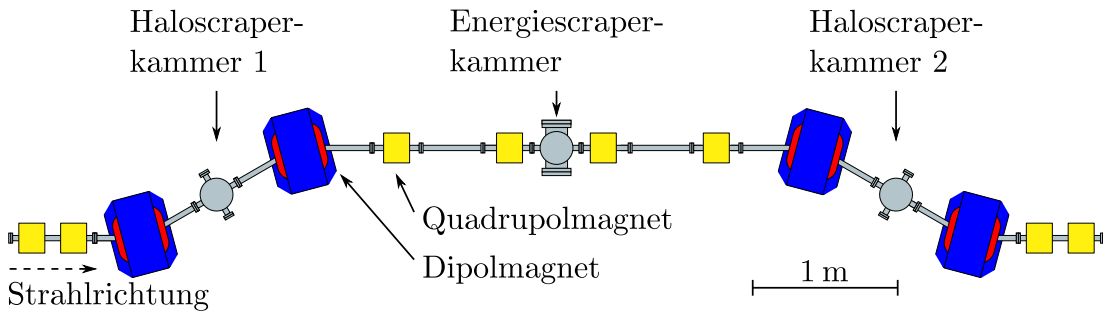


Abb. 1.1: Schematische Darstellung des aufgebauten Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems.

Energiescraper installiert, der die Energieunschärfe des Strahls verringert. Die beiden anderen Scraperkammern enthalten sogenannte Haloscraper, die Randbereiche des Strahls von niedriger Intensität stoppen.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Auslegung der Strahlführung, durchgeführte Simulationen sowie die daraus resultierenden Aufbauten und deren Inbetriebnahme. Die für das Verständnis nötigen Grundlagen werden in Kap. 4 erläutert. In Kap. 5 werden Simulationen vorgestellt, die durchgeführt wurden, um entscheidende Anforderungen an das System erfüllen zu können. Die Strahldynamik-Simulationen dienten dabei zur Auslegung der benötigten Strahlführungselemente. Da die Dipolmagnete für den Aufbau des Systems angeschafft werden mussten, wurden in dieser Phase deren Spezifikationen festgelegt. Es folgen außerdem Simulationen zur Wärmeabführung, zum Vakuumsystem sowie eine Betrachtung der Auswirkungen der Scraperbackenform auf die Teilchenverteilung dahinter. Hervorgehend aus diesen Untersuchungen folgt in Kap. 6 die Entwicklung der Scraperkammern mit Erklärungen zu deren Funktionsweise. Zur Bestimmung der notwendigen Abschirmung der Kammern wurden basierend auf der festgelegten Geometrie Berechnungen durchgeführt. Diese sowie der finale Entwurf der Abschirmung werden in Kap. 7 vorgestellt. Zur Verifikation der Scraperfunktion wurden erste Messungen durchgeführt, die in Kap. 8 erläutert sind und deren Ergebnisse die angestrebte Funktionalität des Hochenergie-Scrapersystems belegen. In Kap. 9 werden beobachtete Strahlschwankungen untersucht und Hinweise auf deren Ursache gegeben. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick.

## 2 S-DALINAC

Weltweit werden hunderte Teilchenbeschleuniger im Bereich der Grundlagenforschung, im medizinischen Bereich oder für vielseitige industrielle Anwendungen betrieben. Darunter nehmen die Elektronenbeschleuniger eine wichtige Rolle ein. Einen großen Teil machen Synchrotronanlagen aus, deren kurzwelliges Synchrotronlicht z.B. zur Untersuchung materialwissenschaftlicher Proben eingesetzt wird. Während es sich bei Synchrotronanlagen um gepulste Beschleuniger handelt, bieten Linearbeschleuniger höhere Wiederholungsraten bis hin zu einem kontinuierlichen Betrieb. In den meisten Fällen werden Linearbeschleuniger immer dann eingesetzt, wenn die Anforderungen an die Strahlqualität besonders hoch sind und wenn die experimentelle Anwendung den Strahl dermaßen beeinflusst, dass dieser im Anschluss nicht wie in einem Synchrotron weiter transportiert werden kann. Eine Ausnahme bilden sogenannte Energy-Recovery-Linacs (ERL) wobei der Strahl nach der beabsichtigten Wechselwirkung abgebremst wird, um so dessen Energie wiederzuverwenden.

Am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt wird seit 1987 der Superconducting Darmstadt Linear Accellerator (S-DALINAC) betrieben [12,21,22]. Diese Maschine ist der Nachfolger des normalleitenden DALINAC, der an der damaligen TH Darmstadt seit Mitte der sechziger Jahre betrieben wurde [23]. Mit dem S-DALINAC ging in Darmstadt einer der ersten supraleitenden Elektronenlinearbeschleuniger weltweit in Betrieb. Durch die Arbeit am S-DALINAC konnte nicht nur bereits vorhandenes Wissen über die supraleitende Beschleunigertechnologie entscheidend erweitert, sondern auch Fragen der Kernstrukturphysik durch zahlreiche Experimente beantwortet werden. Der Beschleuniger wird hauptsächlich von Doktoranden und Studenten betrieben und stetig im Rahmen vielzähliger akademischer Abschlussarbeiten weiterentwickelt.

Bei der Anlage, für die Abb. 2.1 und 2.2 eine Übersicht zeigen, handelt es sich um einen dreifach rezirkulierenden Elektronenlinearbeschleuniger. Der Elektronenstrahl wird mittels thermionischer Emission an einer Glühkathode erzeugt und anschließend elektrostatisch auf eine kinetische Energie von 250 keV vorbeschleunigt. Seit dem Jahr 2011 ist ebenfalls eine Quelle für Spin-polarisierte Elektronen vorhanden, in der Elektronen mittels Laserlicht aus einer Halbleiter-Photokathode herausgelöst und anschließend ebenfalls elektrostatisch mit bis zu

125 kV vorbeschleunigt werden. Der so erzeugte Elektronenstrahl weist eine Vorzugsrichtung bei der Spinausrichtung der Elektronen auf. Des weiteren kann diese Elektronenquelle ebenfalls einen gepulsten Strahl zur Verfügung stellen [24].

Nachdem der Strahl die Chopper-Prebuncher-Sektion durchlaufen hat, in der ihm die am S-DALINAC zur Hochfrequenzbeschleunigung verwendete 3-GHz-Zeitstruktur aufgeprägt wird, beginnt die eigentliche Beschleunigung der Elektronenpakete im Injektorbeschleuniger. Dieser besteht aus vier supraleitenden Beschleunigungsstrukturen. Diese sind aus Niob gefertigte, mehrzellige, elliptische Hohlraumresonatoren, die im supraleitenden Zustand in einem Heliumbad bei einer tiefen Temperatur von etwa 2 K betrieben werden. Der Strahl durchfliegt zunächst eine zweizellige „Einfang-Struktur“ [25] (Zweizeller). Diese unterscheidet sich von den folgenden Beschleunigungsstrukturen durch ihre etwas kürzere Geometrie. Da der Elektronenstrahl zu Beginn der Beschleunigung neben dem Energiegewinn ebenfalls noch einen Geschwindigkeitszuwachs erfährt, ist eine Längenanpassung der Beschleunigungsstrukturen solange notwendig, bis eine Teilchengeschwindigkeit hinreichend nahe der Lichtgeschwindigkeit erreicht ist. Bereits nach der zweizelligen Beschleunigungsstruktur folgen ausschließlich solche Strukturen, die für eine Elektronengeschwindigkeit von  $v = c$  ausgelegt sind. Im Injektorbeschleuniger sind dies eine fünfzellige (Fünfceller) und danach zwei zwanzigzellige (Zwanzigzeller) Strukturen. Im weiteren Verlauf der Beschleunigung werden ausschließlich zwanzigzellige Beschleunigungsstrukturen des gleichen Typs verwendet.

Mit einer kinetischen Energie von bis zu 10 MeV verlässt der Elektronenstrahl den Injektorbeschleuniger und kann nun für Experimente am dahinter liegenden DHIPS (Darmstadt High Intensity Photon Setup) [26] genutzt werden. Dort trifft der Strahl auf ein massives Bremstarget, in dem er vollständig gestoppt wird. Die dabei entstehende Bremsstrahlung kann anschließend genutzt werden, um z.B. mittels Kernresonanzfluoreszenz Experimente durchzuführen [27] oder Photospaltung [28] zu untersuchen.

Um höhere Energien zu erreichen, wird der Elektronenstrahl nach dem Injektorbeschleuniger über einen 180°-Bogen in den Hauptbeschleuniger eingeschossen. In diesem Bogen wurde im Rahmen von [18] ein Niederenergie-Scraper installiert, der dazu genutzt werden kann, den Elektronenstrahl des Injektorstrahls



energetisch zu filtern und damit die eingespeiste Energie zu stabilisieren und die Energieunschärfe zu reduzieren. Der Strahl durchläuft daraufhin einen 14 m langen Kryostaten mit acht gleichartigen zwanzigzelligen Beschleunigungsstrukturen. Beim einmaligen Durchlauf des Hauptbeschleunigers kann der Strahl bis zu 30,5 MeV Energie hinzugewinnen. Durch die Nutzung aller Rezirkulationen ergibt sich eine maximale Gesamtenergie von annähernd 130 MeV [29]. Der extrahierte Strahl wird aus der Beschleunigerhalle heraus in die Experimentierhalle geführt. Auf dem Weg zu den Experimenten passiert der Strahl das Hochenergie-Scrapersystem, das Inhalt dieser Promotionsarbeit ist und sowohl die Energieunschärfe als auch den Strahlhalo reduzieren kann. In der Experimentierhalle wird der Strahl für Elektronenstreuexperimente im 169°-Spektrometer [30–32] und im QCLAM-Spektrometer [33–35], sowie für die Erzeugung von Bremsstrahlungsfotonen im niederenergetischen Photonentagger NEPTUN [36, 37] genutzt. Neben der kernphysikalischen Anwendung wurden und werden am S-DALINAC auch Experimente zu Problemstellungen der Beschleunigerphysik durchgeführt. Darunter befinden sich unter anderem Untersuchungen der Beam-Break-Up Schwelle rezirkulierender Elektronenbeschleuniger sowie die Einstellung eines Energy-Recovery Betriebs. Somit liefert der S-DALINAC wichtige Beiträge zur Klärung zentraler Fragestellungen für zukünftige Großprojekte weltweit.

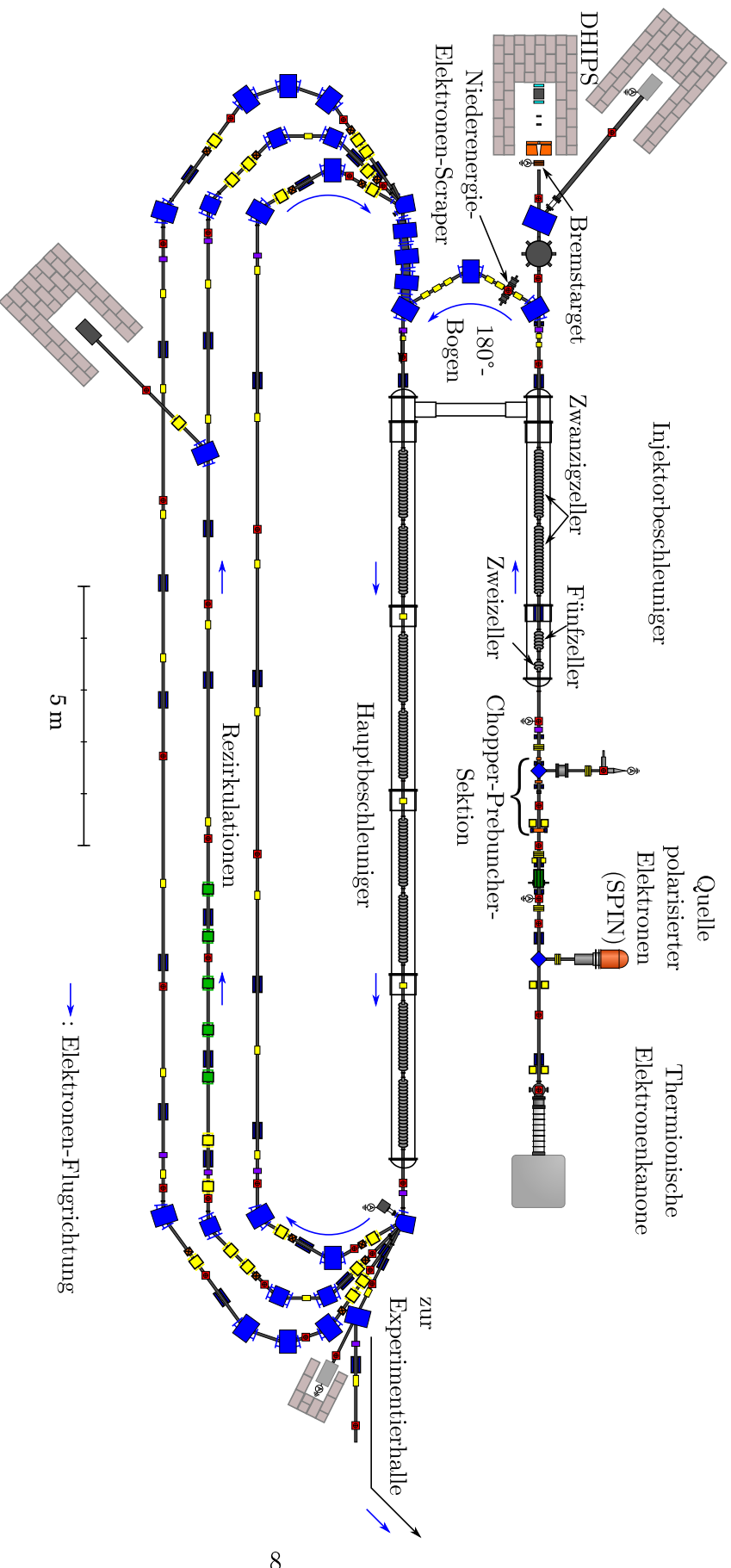


Abb. 2.1: Schematischer Grundriss des S-DALINAC, entnommen und modifiziert aus [17]. An die Beschleunigung schließt sich die Extraktionsstrahlführung an, die den Strahl zu den Experimentierplätzen leitet und in der das vorgestellte Hochenergie-Scrapersystem installiert wurde (siehe Abb. 2.2).

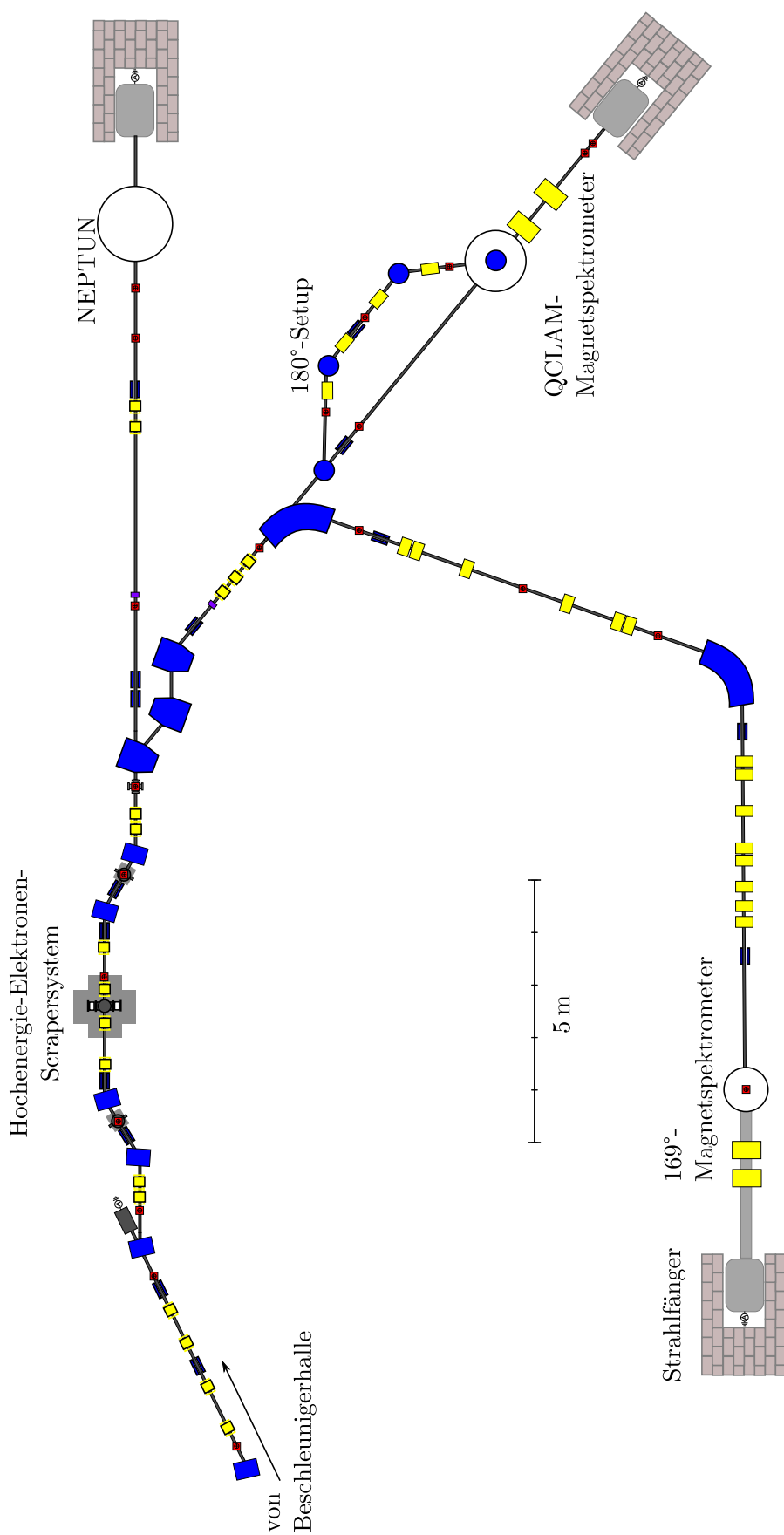


Abb. 2.2: Schematischer Grundriss der Experimentierhalle des S-DALINAC, entnommen und modifiziert aus [17]. Der Elektronenstrahl kann zu drei verschiedenen Experimentierplätzen geleitet werden. Das Hochenergie-Scrapersystem kann die Strahlqualität für alle diese Experimente verbessern.

### 3 Motivation

Hochenergetische Elektronenstrahlen werden seit vielen Jahren am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt unter anderem zur Untersuchung der Kernstruktur genutzt. Bei den durchgeführten Elektronenstreuexperimenten dienen Spektrometer dazu, den Energieverlust der Elektronen, der durch die Streuung am Targetkern hervorgerufen wird, zu messen. Dieser entspricht der Differenz zwischen der Strahlenergie und der detektierten Elektronenenergie. Um energetisch eng beieinander liegende Energieniveaus eines Kerns messen zu können, muss sowohl das Auflösungsvermögen des Spektrometers besonders hoch, als auch die Energieunschärfe des Elektronenstrahls möglichst klein sein. Die Energieunschärfe des Strahls findet sich dabei im gemessenen Spektrum wieder. Ist diese größer als der Abstand zweier energetisch eng beieinander liegender Anregungsniveaus, können die Zustände nicht voneinander getrennt gemessen werden. Folglich ist es also nötig, die Energieunschärfe des Elektronenstrahls so weit wie möglich zu reduzieren. Zusätzlich müssen auch Schwankungen oder langsame Änderungen der Strahlenergie und der Strahlposition auf dem Target über den gesamten Zeitraum einer Messung vermieden werden, da auch hier kleine Änderungen die Messergebnisse beeinflussen.

Am S-DALINAC wurde bereits gezeigt, dass eine Energieauflösung von 30 keV bei einer Strahlenergie von 75 MeV erreicht werden kann [19]. Dabei spielt besonders die Regelung der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen eine wichtige Rolle [13–16], da kleinste Feldschwankungen sowohl die Energieschärfe als auch die Strahlposition beeinflussen können.

Um bei beliebigen Energien und für alle Hochenergieexperimente einen hinsichtlich Energie und Position stabilen Strahl geringer Energieunschärfe zu gewährleisten, wurde im Zuge dieser Arbeit ein energiedefinierendes System für alle am S-DALINAC erreichbaren Energien entwickelt. Das System ist im vorderen Teil der Extraktionsstrahlführung installiert. Der Strahl passiert dort eine spezielle Magnetschikane, wodurch dieser in deren Mitte entsprechend seiner Energieanteile in horizontaler Richtung aufgeweitet wird. An diesem Ort werden massive Kupferbacken dazu genutzt, einen Schlitz zu bilden, den nur ein schmaler Energiebereich des Strahls passieren kann. Somit werden Teile des Strahls entfernt, die zu einer erhöhten Energieunschärfe führen würden. Ein solches System wird

auch als Scrapersystem bezeichnet, da Teile des Strahls „abgekratzt“ (engl.: scrape) werden. Neben der Einflussnahme auf die Energieschärfe des Strahls auf die beschriebene Weise (Energiescraper), können Scraper ebenfalls dazu genutzt werden, den Strahlhalo zu entfernen. Zu dem Strahlhalo werden Teilchen gezählt, die eine große transversale Ablage vom Zentrum des Strahls aufweisen. Dadurch können diese an Engstellen der Strahlführung mit der Strahlrohrwand kollidieren und in der Nähe der Experimente zu einer Erhöhung der Untergrundzählrate beitragen. Analog zum oben geschilderten Energiescraper werden diese Aufbauten als Haloscraper bezeichnet. In dieser Arbeit wurde eine Kombination aus Energie- und Haloscrapern aufgebaut, um am Ort des Experiments einen Strahl kleiner Energieunschärfe bereitzustellen und um die Untergrundzählrate dort zu reduzieren. Schwankungen der Gesamtenergie werden durch den Energiescraper zugleich detektiert und gefiltert.

## 4 Grundlagen

Dieses Kapitel erläutert die Grundlagen, die zum Verständnis der folgenden Inhalte hilfreich sind. Neben den Grundlagen aus der Beschleunigerphysik sowie der Vakuumtechnik werden die häufigsten Wechselwirkungsmechanismen von Strahlung mit Materie und die verwendeten Kenngrößen des Strahlenschutzes eingeführt.

### 4.1 Teilchenablenkung

Um die Elektronen auf ihrem Weg von der Quelle bis zum Experiment diverse Male umzulenken, werden magnetische Felder genutzt. Die Lorentzkraft beschreibt die Kraftwirkung auf ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  und der Ladung  $q$  im magnetischen oder elektrischen Feld der Stärke  $\vec{B}$  bzw.  $\vec{E}$ :

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} + q \cdot \vec{E} \quad (4.1)$$

Die Elektronen werden im Magnetfeld demnach immer senkrecht zu ihrer Flugrichtung eine Kraft erfahren und keine absolute Impulsänderung. Der Ablenkradius  $\rho$  eines Dipolmagneten für ein Teilchen der Ladung  $q$  errechnet sich aus dem Kräftegleichgewicht von Lorentzkraft und Zentripetalkraft. Dabei führt eine höhere Magnetfeldstärke  $B$  zu einem kleineren Radius, während ein größerer Teilchenimpuls  $p$  diesen vergrößert.

$$B\rho = p/q \quad (4.2)$$

Am S-DALINAC werden hauptsächlich zwei Magnettypen eingesetzt: Dipolmagnete zwingen den Strahl auf eine Kreisbahn, während Quadrupolmagnete zur Fokussierung des Strahls genutzt werden. Mithilfe der vorgestellten Magnettypen gelingt es, den Elektronenstrahl durch drei Rezirkulationen und über einen Weg von mehr als 280 m im Strahlrohr von der Erzeugung bis zu den Experimenten zu leiten.

### 4.1.1 Dipolmagnete

Um hochenergetische Elektronenstrahlen auf kleinem Raum ablenken zu können, wird ein starkes Magnetfeld benötigt. Damit alle Teilchen unabhängig von ihrer Ablage vom Zentrum des Strahls die gleiche Ablenkung erfahren sollen, muss dieses Feld zudem möglichst homogen sein. Ein Magnetfeld variabler Stärke kann mit stromdurchflossenen Spulen erzeugt werden. Zur Verstärkung des Magnetfelds werden diese Spulen um einen Kern aus einem Material gewickelt, das eine möglichst hohe magnetische Permeabilität aufweist. Aus diesem Grund wird der Kern meist aus Eisen gefertigt. Die Grafik in Abb. 4.1 zeigt den schematischen Querschnitt eines Dipolmagneten. Die gegenüberliegenden Flächen, zwischen de-

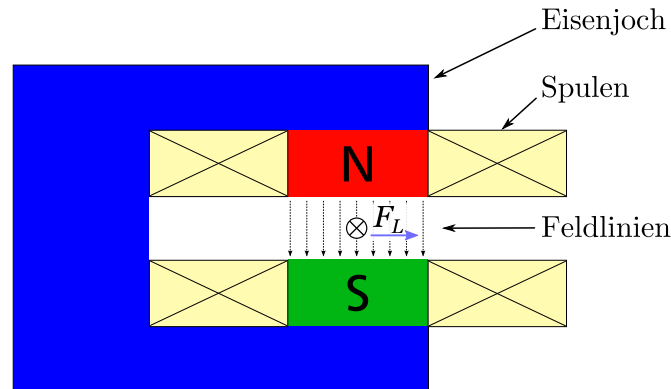


Abb. 4.1: Schematischer Querschnitt eines Dipolmagneten. Zu sehen sind das Eisenjoch, die felderzeugenden Spulen und die Feldlinien im homogenen Bereich des Magnetfelds. Die Richtung der Lorentzkraft, die auf ein negativ geladenes Teilchen, das in die Zeichnungsebene hinein fliegt wirkt, ist in blau dargestellt.

nen das Magnetfeld das Eisenjoch verlässt, werden Polschuhe genannt. Ihre Form ist entscheidend für die Homogenität des Feldes. Je höher die Energie des Strahls ist, desto stärkere Magnetfelder werden benötigt, um eine vorgegebene Ablenkung zu erreichen. Da für den Beschleuniger, abgesehen von den beabsichtigten Ablenkungen durch Magnete, ebenfalls ablenkende Effekte der Beschleunigungsstrukturen und auch minimale Abweichungen der Magnetpositionen von ihrer Sollachse auftreten, kann eine Korrektur der Strahlposition notwendig sein. Die dazu genutzten Dipolfelder werden am S-DALINAC durch Luftspulenpaare er-

zeugt. Diese Korrekturmagnete werden im Folgenden als Steerer bezeichnet. Mit Hilfe solcher Steerer wird die Strahlposition auch in vertikaler Richtung korrigiert.

### 4.1.2 Dipolkantenwinkel

Die Grafik in Abb. 4.2 zeigt eine schematische Draufsicht eines Dipolmagneten. Im linken Bild ist das Joch eines Sektormagneten dargestellt. Die drei eingezeichneten Teilchenbahnen für Teilchen gleicher Energie treten senkrecht zur Kante des Magneten in das Feld ein und wieder aus. Das rechte Bild zeigt das Joch eines Dipolmagneten mit negativem Kantenwinkel an der Austrittsseite. Durch diese Modifikation unterscheiden sich die Wege, die die drei eingezeichneten Strahlen im Feld zurücklegen. Der hier dargestellte Magnet erhält somit eine fokussierende Eigenschaft. Unter schwierigen Platzverhältnissen kann die Ausnutzung einer geeigneten Kantenwinkelkombination den Einsatz zusätzlicher Quadrupolmagnete überflüssig machen, wodurch Raum für Geräte wie z.B. einen Scaperaufbau gewonnen wird. Da der Effekt allein von der Geometrie des Magnetjochs bzw. der Polschuhe abhängt, ist eine Einflussnahme bei gegebenem Dipolfeld nicht möglich.

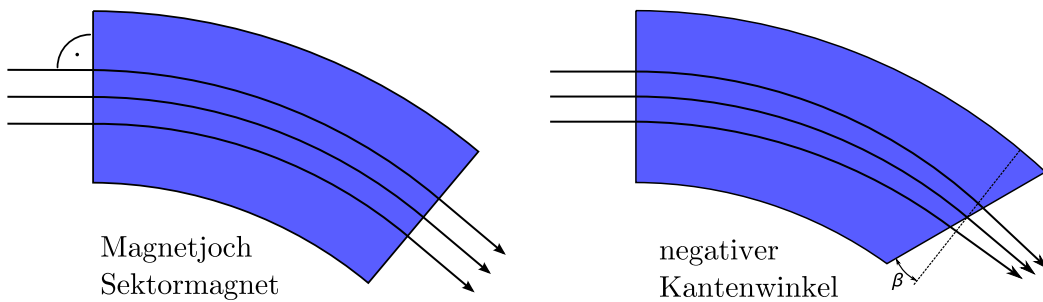


Abb. 4.2: Links ist ein Sektormagnet (Kantenwinkel  $\beta = 0^\circ$ ) schematisch dargestellt. Der Effekt schwacher Fokussierung beim Sektormagneten wurde hier vernachlässigt. Die rechte Abbildung zeigt den Fokussierungseffekt bei einseitig negativem Kantenwinkel am Strahlaustritt.

### 4.1.3 Quadrupolmagnete

Neben der Ablenkung des gesamten Strahls im homogenen Feld des Dipolmagneten, werden zusätzlich Magnete benötigt, um den Teilchenstrahl zu fokussieren



ohne eine Ablenkung des gesamten Strahls zu verursachen. Das dazu benötigte Magnetfeld verschwindet auf der Strahlachse und nimmt in seiner Stärke proportional zur Entfernung von dieser zu. Um ein solches Feld zu erreichen, wird eine symmetrische Anordnung von vier Spulen gewählt. Diese sind analog zum vorgestellten Dipolmagneten auf einem Eisenjoch montiert. In der Überlagerung ihrer Felder und zusammen mit der Geometrie des Eisenjochs ergibt sich der benötigte Feldverlauf. Aufgrund der Anzahl der Pole wird diese Anordnung als Quadrupolmagnet bezeichnet. Dabei ist die Kenngröße der Quadrupolmagnete ihr Gradient, der als Proportionalitätsfaktor den beschriebenen linearen Verlauf der magnetischen Feldstärke zum Rand beschreibt. Abbildung 4.3 zeigt schematisch einen Querschnitt eines Quadrupolmagneten. Der Verlauf der Magnetfeldlinien ist durch die gebogenen Pfeile angedeutet. Durch dieses ortsabhängige Feld werden Teilchen, die sich weiter von der Sollbahn entfernt befinden, stärker abgelenkt als solche, die den Magneten nahe der Sollbahn passieren und nur geringe Ablenkung erfahren. Quadrupolmagnete wirken immer zugleich fokussierend in einer

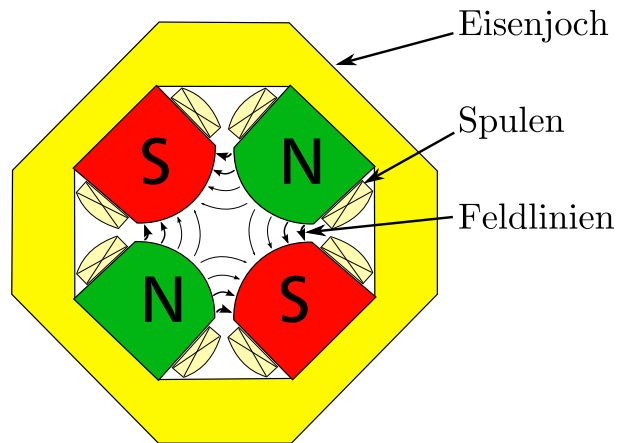


Abb. 4.3: Schematischer Querschnitt eines Quadrupolmagneten. Zu sehen sind das Eisenjoch, die felderzeugenden Spulen sowie die nach außen hin stärker werdenden Feldlinien.

Ebene und defokussierend in der anderen Ebene (horizontal und vertikal). Um den Teilchenstrahl z.B. am Ort des Experiments in beiden transversalen Richtungen zu fokussieren, muss demnach eine Kombination aus mehreren horizontal und vertikal fokussierenden Quadrupolmagneten hintereinander eingesetzt werden.

#### 4.1.4 Teilchenablenkung und Dispersion

Nach der Beziehung, die in Gl. 4.2 ausgedrückt ist, berechnet sich nicht nur die benötigte Feldstärke, um den Teilchenstrahl in einem definierten Radius abzulenken. Aus dieser linearen Beziehung ergibt sich auch die Aufspaltung der unterschiedlichen, im Elektronenstrahl enthaltenen Energien. Analog zu Licht verschiedener Frequenzen, die in einem Medium mit frequenzabhängigem Brechungsindex aufgespalten werden, wird dieser Effekt ebenfalls Dispersion genannt. In der Beschleunigerphysik gibt es sowohl eine transversale Dispersion, die eine transversale Ablage vom Sollorbit verursacht, als auch eine longitudinale Dispersion. Bei dieser befindet sich das betrachtete Teilchen zu einem früheren oder späteren Zeitpunkt am Ort des Sollteilchens, da es die zurückliegende Strecke mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und/oder auf einer anderen Bahn durchflogen hat. Es weist also eine Ablage in longitudinaler Richtung auf. Um ungewollte Energieanteile eines Teilchenstrahls mit einem Schlitzsystem stoppen zu können, wird die transversale Dispersion ausgenutzt. Nachdem der Strahl einen Dipolmagneten durchlaufen hat, driften die unterschiedlichen Energieanteile wie in Abb. 4.4 dargestellt mit zunehmender Flugstrecke auseinander. Die transversale Dispersion  $D(s)$  an der Stelle  $s$  wird berechnet z.B. für die horizontale Dispersion nach Gl. (4.3).

$$D(s) = \frac{\Delta x(s)}{\Delta p(s)/p_0} \quad (4.3)$$

Dabei ist  $\Delta x$  die resultierende horizontale Ortsabweichung aufgrund der anfänglichen Impulsabweichung  $\Delta p$  vom Sollimpuls  $p_0$ . In der Beschleunigerphysik wird die Dispersion meist in mm/% angegeben. Eine Dispersion von 10 mm/% führt

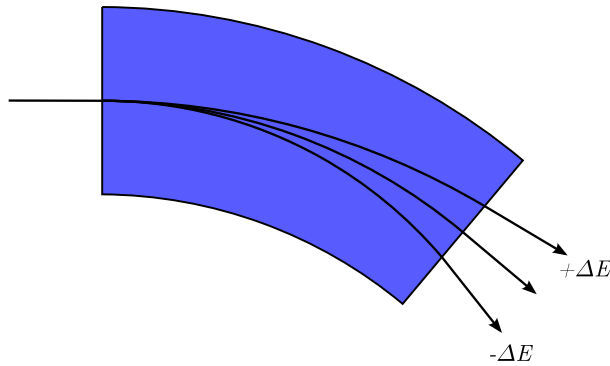


Abb. 4.4: Schematische Darstellung eines Sektormagneten in Draufsicht mit eingezeichneten energieabhängigen Teilchentrajektorien.

demnach zu einer transversalen Ablage um 10 mm von der Sollbahn bei einer Impulsabweichung von 1 % vom Sollimpuls. Im Folgenden werden die Ausdrücke Impuls- und (kinetische) Energieabweichung bzw. Impuls- und (kinetische) Energieunschärfe synonym verwendet. Dies ist eine relativistische Näherung und trifft nur im Falle hoher Elektronenenergien zu.

Für die Verwendung eines Energiescrapersystems ist eine große transversale Dispersion gewünscht, da in einem solchen Fall mit der gleichen Spaltbreite schmalere Energieverteilungen ausgeschnitten werden können. Wie in Abb. 4.4 zu sehen, weist der Strahl nach dem Dipolmagneten eine Winkeldivergenz auf. Ist genügend Platz in longitudinaler Richtung verfügbar, kann die benötigte Aufweitung in großem Abstand genutzt werden. Zur Beeinflussung der Dispersion können allerdings auch Quadrupolmagnete eingesetzt werden. So kann ein Quadrupolmagnet, der in horizontaler Richtung defokussiert, die Dispersion vergrößern.

## 4.2 Strahldynamik

Unter anderem um zu verstehen, welche Anordnung von Magneten bei welchen Feldeinstellungen die gewünschte Dispersion erzeugt, erfolgten ausführliche Simulationsrechnungen. Im Folgenden wird deshalb eine kleine Einführung in die Formalismen gegeben, die auch die verwendete Simulationssoftware nutzt.

Zur vereinfachten Beschreibung des Strahls dient ein mitbewegtes Koordinatensystem. Dieses hat seinen Ursprung auf der Sollbahn,  $z$  weist in Strahlrichtung, während  $x$  und  $y$  senkrecht dazu stehen. Ein Teilchen, das horizontal, vertikal und longitudinal eine Ablage gleich Null aufweist, befindet sich am Ort des Sollteilchens. Abbildung 4.5 zeigt die Lage eines solchen Koordinatensystems im Bezug auf Soll- und Teilchenbahn.

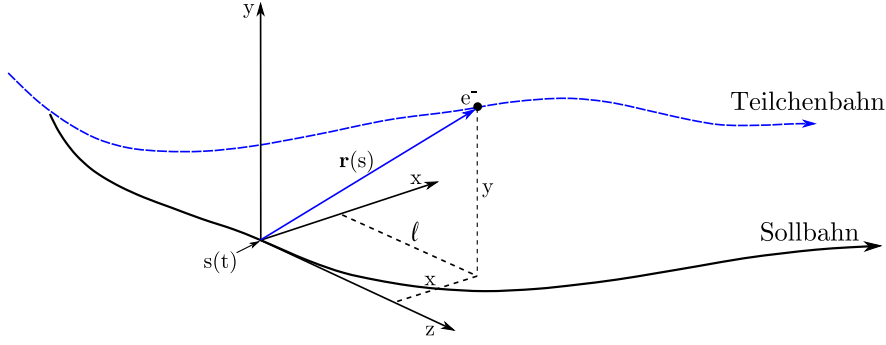


Abb. 4.5: Die z-Achse des mitbewegten Koordinatensystems zeigt an jedem Punkt  $s(t)$  der Sollbahn tangential zu dieser, während die x- und y-Achse ein orthogonales Rechtssystem aufspannen. Der Ursprung liegt am Ort des Sollteilchens.

Der Zustand eines Teilchens wird im sechsdimensionalen Phasenraum wie folgt beschrieben:

$$\mathbf{r}(s) = \begin{bmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \\ r_4 \\ r_5 \\ r_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{horizontale Ortsabweichung} \\ \text{horizontale Richtungsabweichung} \\ \text{vertikale Ortsabweichung} \\ \text{vertikale Richtungsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{relative Impulsabweichung} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Dieser Formalismus ermöglicht die analytische Beschreibung eines Teilchenstrahls. Da der Einfluss einiger Magnettypen in linearer Näherung bereits ausreichend gut berechnet werden kann, bietet es sich an, sogenannte Transportmatrizen zu verwenden. Diese werden mit dem Vektor  $\mathbf{r}(s)$  multipliziert und ergeben den Teilchenzustand nach dem jeweiligen Element. Als Beispiel ist in Gl. (4.5) die Transportmatrix einer Driftstrecke der Länge  $L$  dargestellt. Als Driftstrecke wird ein feldfreier Bereich bezeichnet, den der Elektronenstrahl z.B. zwischen zwei Magneten durchläuft.

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{R}_{\text{Drift}} \cdot \mathbf{r}_1 \quad \text{mit} \quad \mathbf{R}_{\text{Drift}}(s \rightarrow s + L) = \begin{bmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{L}{\gamma_0^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Von Interesse ist jedoch nicht der Zustand nur eines Teilchens, sondern des gesamten Teilchenensembles. Aus diesem Grund wurde am S-DALINAC im Rahmen von [38] ein Computerprogramm entwickelt, das die Berechnung des Strahltransports in linearer Näherung durchführt. Dabei wird anstatt des Einteilchenvektors eine 6x6-Strahlmatrix verwendet. Unter der Annahme, dass ein simuliertes Teilchenensemble gaußförmig in allen betrachteten sechs Dimensionen verteilt ist, enthält diese Matrix u.a. die Größen der Standardabweichungen in  $x$ ,  $x'$ ,  $y$ ,  $y'$ ,  $l$  und  $\delta$ . In dieser Arbeit wird später die transversale Strahlausdehnung  $(\sigma_x^1, \sigma_y^1)$  und die Impulsunschärfe  $(\sigma_\delta^1)$  explizit betrachtet.

### 4.3 Scrapersysteme

In dieser Arbeit werden zwei Typen von Scrapern unterschieden. Diese sollen im Folgenden zusammen mit ihren Anforderungen an die Strahldynamik erläutert werden.

Liegt der Strahl an der Stelle des Scrapers dispersionsfrei vor, so stoppen die Scraperbacken beim Verringern der Spaltbreite zunächst die wenig intensiven Randbereiche und bei kleinen Spaltbreiten einen stark zunehmenden Anteil des Strahls. Abbildung 4.6 zeigt ein Diagramm, in dem dieser Fall verdeutlicht wird. Zur Beschreibung der Teilchenverteilung wurde hier eine Gaußverteilung angenommen.

Ein solcher positionssensitiver Scraper kann zur Reduktion der Strahlausdehnung oder wie in dieser Arbeit zur Entfernung der schwachen Randbereiche des Strahls

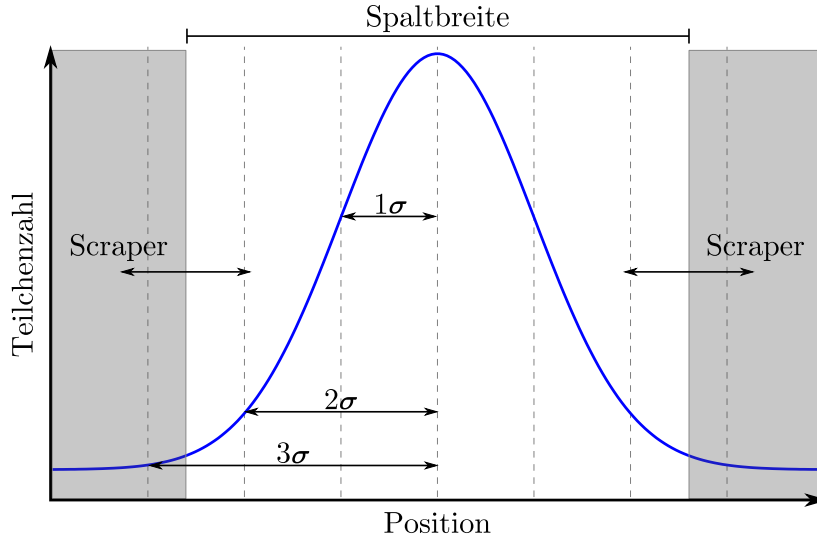


Abb. 4.6: Erläuterung der Funktionsweise eines Haloscrapers. Die Scraperbänke (grau) blocken wenig intensive Randbereiche des Strahls.

verwendet werden. Da Anteile des Elektronenstrahls, die eine große Ablage zum Zentrum des Strahls aufweisen, oftmals als Strahlhalo bezeichnet werden, wird der Begriff Haloscraper verwendet. Zur Entkopplung des Einflusses auf die Ortsverteilung von einem möglichen Einfluss auf die Energieverteilung des Strahls sollte der Aufbau eines Haloscrapers in einem dispersionsfreien oder dispersionsarmen Abschnitt erfolgen.

Im Gegensatz dazu ist eine möglichst große transversale Dispersion für den Einsatz des Energiescrapers von großem Vorteil. Die Dispersion stellt eine lineare Abhängigkeit zwischen der Position entlang der Bewegungsachse der Scraperbänke und der Teilchenenergie her (siehe Gl. (4.3)). Auf diese Weise kann ein beliebig kleiner Energiebereich ausgewählt werden, indem die Spaltbreite stark verringert wird. Abbildung 4.7 zeigt analog zu Abb. 4.6 die Funktionsweise eines Energiescrapers. Das Strahlprofil am Ort des Energiescrapers entsteht durch eine Überlagerung der dispersiven Aufweitung des Strahls und seiner energieunabhängigen Ortsverteilung an dieser Stelle. Wird ein kleines Energieintervall um die Sollenergie betrachtet, folgt daraus, dass die Elektronen am Ort des Energiescrapers nicht alle bei einer einzigen transversalen Position den Spalt passieren, sondern eine Ortsverteilung wie in Abb. 4.6 aufweisen. Wird der Spalt weiter geschlossen, führt eine breite Ortsverteilung dazu, dass ebenfalls Intensität aus dem gewünschten Energieintervall vernichtet wird. Um einen möglichst effektiven

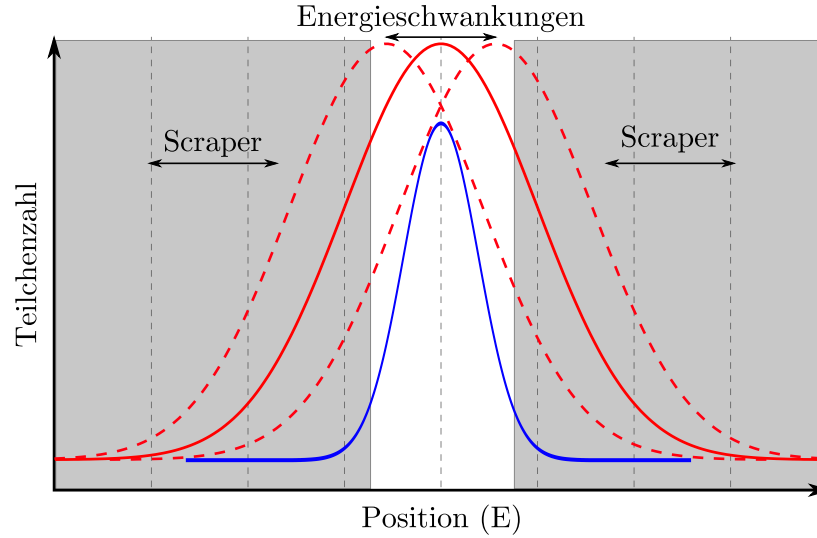


Abb. 4.7: Erläuterung der Funktionsweise eines Energiescrapers. Die Scraperbacken (grau) blocken die Ränder der Energieverteilung (rot) sowie unerwünschte Energieschwankungen (rot-gestrichelt) des gesamten Strahls. Die energieunabhängige Strahlausdehnung eines Strahls mit hinreichend kleiner Energieabweichung ist in blau gezeichnet.

Energiescraper zu betreiben, ist es folglich nötig, einerseits den Strahl möglichst breit dispersiv aufzuweiten und andererseits für einen Strahl ohne Energieabweichung eine möglichst schmale Ortsverteilung zu erreichen. Bei der Berechnung der Strahldynamik wurde aus diesem Grund gleichzeitig auf größtmögliche Dispersion und einen Strahlfokus in horizontaler Richtung am Ort des Energiescrapers geachtet.

## 4.4 Vakuumtechnik

Der Strahltransport in Beschleunigeranlagen wie dem S-DALINAC geschieht in einer evakuierten Strahlführung. Je geringer der Umgebungsdruck ist, desto geringer ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen den Elektronen und den verbliebenen Gasmolekülen. Dies ist von großer Bedeutung, da Stöße zwischen den Elektronen und den Gasmolekülen die Strahlqualität stark beeinträchtigen und zudem zu Strahlverlusten und somit zur Erhöhung des radioaktiven Untergrunds

führen. Bei der Verwendung supraleitender Beschleunigungsstrukturen steigen verglichen mit normal leitenden Beschleunigern nochmals die Anforderungen an den notwendigen Enddruck, da an den tiefkalten Oberflächen (2 K) Gasmoleküle anhaften können. Dies würde zur Reduzierung der maximal erreichbaren elektrischen Feldstärke führen und muss daher durch einen möglichst niedrigen Druck verhindert werden.

#### 4.4.1 Mittlere Freie Weglänge

Im Gegensatz zu Behältern mit hohem Druck gleichen sich Druckunterschiede in Vakuumsystemen nur langsam aus. Dieser Effekt wird umso drastischer, je niedriger der Enddruck gewählt wird, da hier Stöße der Restgasmoleküle untereinander selten werden. Eine Größe, die diesen Umstand beschreibt, ist die mittlere freie Weglänge der Restgasmoleküle. Die mittlere freie Weglänge ist die durchschnittliche Weglänge, die ein Teilchen zurücklegt, bevor es mit einem anderen Teilchen stößt. Wird diese Weglänge größer als die geometrische Ausdehnung des Vakuumsystems, so spricht man vom Bereich des molekularen Flusses. Hier spielen die Stöße mit der umgebenden Geometrie eine wichtigere Rolle für die Gasausbreitung, als die Stöße der Teilchen untereinander [39]. Am S-DALINAC werden Drücke von  $10^{-9}$  mbar bis  $10^{-6}$  mbar entlang der Strahlführung erreicht. Dies entspricht einer mittleren freien Weglänge von 100 km bis 100 m. Bei einem Strahlrohrinnendurchmesser von 35 mm ist es somit überall am S-DALINAC angebracht, vom Bereich des molekularen Flusses zu sprechen.

#### 4.4.2 Saugleistung und Enddruck

Für ein gegebenes Vakuumsystem aus Rezipient und Pumpen stellt sich nach einiger Zeit ein Druckbereich ein, der nicht weiter unterschritten wird (Enddruck), obwohl die Pumpen weiterhin Gasmoleküle aus dem System fördern. Dieses Phänomen liegt daran, dass die Saugleistung der Pumpen abhängig vom herrschenden Druck ist. Gleichung (4.6):

$$\dot{Q} = p \cdot S \quad (4.6)$$

verdeutlicht diesen Zusammenhang.



Dabei bezeichnet  $\dot{Q}$  die Saugleistung einer Pumpe in mbar l/s,  $p$  den am Einlass der Pumpe herrschenden Druck in mbar und  $S$  das Saugvermögen in l/s. Das Saugvermögen einer Pumpe ist in deren Arbeitsbereich nahezu unabhängig vom Druck, daher ist die Saugleistung allein proportional zum Druck. Bei kleinen Drücken ist die Saugleistung folglich klein. Da jedoch kontinuierlich Gasmoleküle aus dem System entfernt werden, muss neben dem ursprünglich vorhandenen Gas eine weitere Gasquelle existieren.

### 4.4.3 Ausgasen

Wurden Leckagen des Systems ausgeschlossen, so befindet sich die Gasquelle im Vakuumsystem selbst und sorgt für das sich einstellende Gleichgewicht. Die wichtigste Gasquelle in Vakuumsystemen sind die Oberflächen des Systems selbst, die sich in Kontakt zum Vakuum befinden. Angelagerte Gasmoleküle können von den Oberflächen abgelöst werden, was als Desorption bezeichnet wird. Besonders problematisch sind in diesem Zusammenhang Rückstände von Fetten, weshalb alle Vakuumbauteile stets entfettet werden. An den Oberflächen haftet ebenfalls eine Schicht Wassermoleküle an, die jedoch durch ausreichend lange Pumpzeit vollständig entfernt wird. Falls nötig kann dies durch eine Erwärmung der Oberflächen beschleunigt werden (Ausheizen). Eine weitere Gasquelle ist die Menge im Material gebundener Gase, die nach statistischen Prozessen durch das Atomgitter diffundieren und an der Oberfläche in das Vakuumsystem abgegeben werden. Die Geschwindigkeit, mit der sich Gase im Material bewegen können, ist stark von der Gasart abhängig. So legt Wasserstoff in Edelstahl innerhalb eines Tages eine Strecke von 4 m zurück, während Sauerstoff für diese Strecke etwa 1000 Jahre benötigt [40]. Aus diesem Grund spielt im Allgemeinen bei Metallen das Ausgasen von Wasserstoff die wichtigste Rolle. Bei der Materialauswahl für ein Vakuumsystem wird deshalb auf deren Verhalten im Bezug auf diese Gasabgabe geachtet. In der Vakuumtechnik wird zur Spezifikation der Materialeigenschaften der Begriff der *flächenbezogenen Ausgasrate* verwendet. Ein analytischer Ausdruck für diese ist:

$$q_A = \frac{\Delta p \cdot V}{\Delta t \cdot A} \quad (4.7)$$

Diese wird in Europa meist mit der Einheit mbar l/(s cm<sup>2</sup>) angegeben wenngleich eine Vereinfachung zu W/m<sup>2</sup> möglich ist. Der Grund für diese Wahl der Einheit

ist die Nähe zur *Leckrate*, die die Einheit mbar l/s trägt und definiert ist als:

$$q_L = \frac{\Delta p \cdot V}{\Delta t} \quad (4.8)$$

Die Bedeutung kann wie folgt erklärt werden: ein Leck von 1 mbar l/s führt in einem Volumen von 1 L zu einem Druckanstieg um 1 mbar pro Sekunde. Das Ausgasverhalten der Materialien hat also auf den erreichbaren Enddruck einen vergleichbaren Einfluss wie eine Leckage.

Tabelle 4.1 gibt für Edelstahl und Kupfer und verschiedene Vorbehandlungen typische Werte an.

Tab. 4.1: Ausgasraten von Kupfer und Edelstahl bei verschiedenen Vorbehandlungen. Daten aus [41].

Material	Ausgasrate $q$ in mbar l/(s cm <sup>2</sup> )	Vorbehandlung
Kupfer	$6,7 \times 10^{-9}$	unbehandelt
Kupfer	$8,7 \times 10^{-10}$	poliert
Edelstahl	$1,3 \times 10^{-9}$	unbehandelt
Edelstahl	$6,7 \times 10^{-12}$	20 h bei 500 °C

Eine Erwärmung der Materialien und die damit verbundene Steigerung der Mobilität der gebundenen Gase bewirkt eine Erhöhung der Ausgasrate. Durch Ausheizprozeduren kann der Ausgasprozess beschleunigt werden, wodurch sich die Gaskonzentration im Material reduziert. In der Folge solcher Ausheizprozeduren wird die Ausgasrate nachhaltig reduziert und der erreichbare Enddruck verringert. Die Steigerung der Ausgasrate kann durch folgende Formel beschrieben werden [40]:

$$q(T) = q_0 \cdot e^{-E_d/k_B T} \quad (4.9)$$

Dabei bezeichnet  $q(T)$  die Ausgasrate,  $E_d$  die Aktivierungsenergie für die Diffusion im Material,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur. Der Boltzmann-Faktor  $e^{-E_d/k_B T}$  beschreibt für klassische Systeme aus Teilchen in der statistischen Physik die Wahrscheinlichkeit einen Zustand mit der Energie  $E_d$  zu besetzen. Die Steigerung der Ausgasrate für einen Temperaturanstieg  $\Delta T$  ist also

unabhängig von der Konstanten  $q_0$  und kann bei Kenntnis von  $E_d$  berechnet werden. Für die spätere Auslegung des Vakuumsystems wird dieser Zusammenhang genutzt, um die materialspezifischen Ausgasraten entsprechend der Erwärmung der Scrapperbacken zu skalieren (siehe Abschn. 5.4).

## 4.5 Ionisierende Strahlung und deren Abschirmung

Da beim Einsatz eines Scrapersystems hochenergetische Elektronen in massiven Blöcken gestoppt bzw. abgebremst werden und dabei sowohl Neutronen- als auch Gammastrahlung entsteht, müssen die möglichen Wechselwirkungsprozesse dieser Strahlungsarten mit Materie betrachtet werden. Dies ist zum einen wichtig, um die Entstehung von Sekundärstrahlung quantifizieren zu können. Zum anderen lässt sich daraus auf die Effektivität möglicher Abschirmungen schließen, die die Personensicherheit gewährleisten sollen. Im Folgenden werden grundlegende Informationen zu den häufigsten Wechselwirkungsprozessen dieser Strahlungsarten gegeben und geeignete Abschirmungen erläutert. Auf die Elektronenreichweite in Materie wird ausführlich eingegangen, da dies für diese Arbeit von besonderer Bedeutung ist.

### 4.5.1 Wechselwirkungen von Elektronen mit Materie

Da Elektronen geladene Teilchen sind, wechselwirken diese beim Durchgang durch Materie sowohl mit Hüllenelektronen, als auch mit Atomkernen des durchquerten Materials. Die dabei unter anderem entstehende Bremsstrahlung (Photonenstrahlung) weist im Allgemeinen ein höheres Durchdringungsvermögen auf, weshalb diese bei der Auslegung der Abschirmung ebenfalls beachtet werden muss. Die folgende Auflistung der Wechselwirkungsprozesse untergliedert sich nach der Art der Wechselwirkungspartner in Hüllen- und Kernwechselwirkungen. Die Grafiken sind entnommen und modifiziert aus [42].

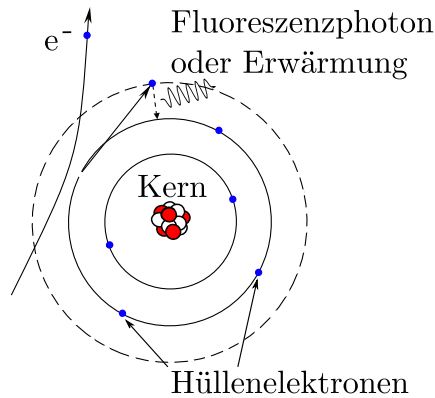


Abb. 4.8: Anregung: Schematische Darstellung eines Atoms mit dem Kern aus Protonen (rot) und Neutronen (weiß) sowie den Hüllenelektronen (blau). Das einfallende Elektron streut an einem Hüllenelektron das die erhaltene Energie durch Licht oder Erwärmung der Materie abgibt. [42]

Zu den Hüllenwechselwirkungen zählt die Anregung der Hüllenelektronen (Abb. 4.8). Dabei überträgt das einfallende Elektron einen Teil seiner Energie. Die Energieabgabe durch das Hüllenelektron erfolgt dann entweder in Form von Licht oder geht in Bewegungsenergie über und trägt damit zur Erwärmung des Materials bei.

Überträgt das einfallende Elektron genügend Energie an ein Hüllenelektron, so dass dieses das anziehende elektrische Potential des Kerns überwinden kann, spricht man von Ionisierung (Abb. 4.9). Werden die entstandenen Lücken wieder besetzt, wird ebenfalls Licht ausgestrahlt.

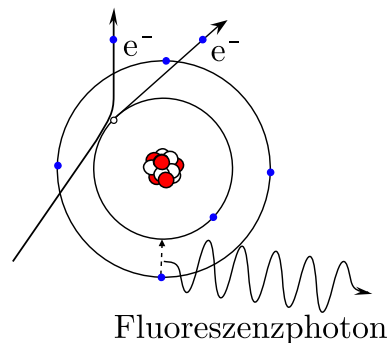


Abb. 4.9: Ionisierung: Das einfallende Elektron überträgt Energie an ein Hüllenelektron. Das Hüllenelektron verlässt das Atom. Wird die Lücke wieder besetzt, wird Licht ausgestrahlt. [42]

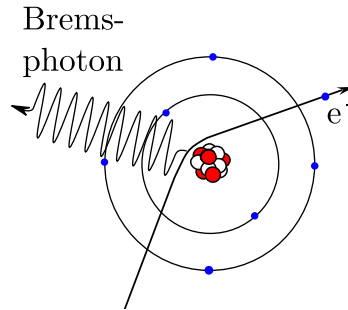


Abb. 4.10: Elastische Streuung und Bremsstrahlung: Das einfallende Elektron wird am Kern abgelenkt und strahlt wegen der Richtungsänderung Bremsstrahlung ab. [42]

Bei den Kernwechselwirkungen kann das Elektron durch das Potential des Kerns abgelenkt werden ohne wesentlich Energie an diesen zu übertragen. Dieser Effekt wird elastische Streuung genannt. Bei dieser Ablenkung verliert das Elektron einen Teil seiner Energie, der in Form von Bremsstrahlung abgegeben wird. Das Spektrum der beobachteten Bremsstrahlung reicht dabei bis hin zur kinetischen Energie der Elektronen. Abbildung 4.10 zeigt schematisch diesen Fall.

Wird stattdessen Energie an den Kern übertragen, spricht man von inelastischer Streuung. In deren Folge findet anschließend eine mögliche Zerfallsreaktion des angeregten Kerns statt. Dabei kann die Energie in Form von  $\gamma$ -Quanten (Photonen) ausgesendet werden. Weitere mögliche Reaktionen sind das Aussenden von Neutronen, Protonen oder anderen Teilchen je nach verfügbarer Anregungsenergie. Abbildung 4.11 zeigt den Fall inelastischer Streuung mit einigen der am S-DALINAC möglichen Kernreaktionen.

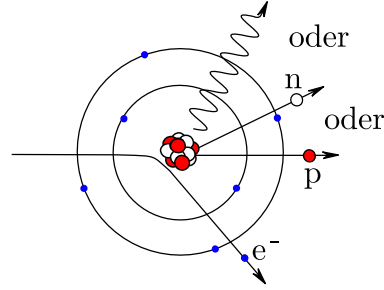


Abb. 4.11: Inelastische Streuung und Kernreaktion: Das einfallende Elektron wird am Kern abgelenkt und überträgt einen Teil seiner Energie an diesen. Der Kern kann die erhaltene Energie als Photonen aussenden oder durch Teilchenemission abgeben. [42]

### 4.5.2 Energieverlust und Bremsvermögen

In einem Scrapersystem sollen hochenergetische Elektronen geblockt werden. Bei der Auswahl geeigneter Materialien ist es daher wichtig, die benötigte Materialstärke abschätzen zu können. Je nach Material und kinetischer Energie der Teilchen unterscheidet sich die von den Elektronen deponierte Energie  $dE$  pro zurückgelegter Wegstrecke  $dx$ . Diese Größe wird als lineares Bremsvermögen  $S(E)$  bezeichnet:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (4.10)$$

Zu Vergleichszwecken wird oft das Massenbremsvermögen angegeben. Dieses errechnet sich, indem das lineare Bremsvermögen durch die Dichte des Materials dividiert wird. Für die Betrachtung der Energieabgabe eines Elektronenstrahls in Materie können Werte für das Bremsvermögen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie berechnet werden. Die Beiträge aus Ionisation und Anregung beinhaltet die Bethe-Bloch-Gleichung für schnelle Elektronen [43]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Koll}} = \frac{2\pi e^4 n Z}{m_e v^2} \left( \ln \frac{m_e v^2 E_{\text{kin}}}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right) \quad (4.11)$$

Dabei werden folgende Symbole verwendet:

- $e$ : Elementarladung
- $v$ : Teilchengeschwindigkeit

- $E_{\text{kin}}$ : Energie der Elektronen
- $I$ : Mittlere Anregungsenergie
- $m_e$ : Elektronenruhemasse
- $Z$ : Ladungszahl der Absorbermaterie
- $n$ : Teilchendichte der Absorbermaterie
- $\beta = v/c$  mit  $c$ : Lichtgeschwindigkeit

Die ultrarelativistische Näherung für  $\lim_{\beta \rightarrow 1}$  zeigt übersichtlicher die Abhängigkeit von der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$ , der Ruheenergie  $E_0$  bzw. der Gesamtenergie  $E_{\text{tot}}$  der Elektronen:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Koll}, \beta \rightarrow 1} = \frac{2\pi e^4 N Z}{E_0} \left( \ln \left( \frac{E_{\text{tot}}^2 E_{\text{kin}}}{2I^2 E_0} \right) - \ln 2 + \frac{1}{32} \right) \quad (4.12)$$

Aufgrund der geringen Masse der Elektronen werden diese bei Kollisionen mit Hüllenelektronen und Atomkernen signifikant stärker abgelenkt, als z.B. Protonen. Bei der Ablenkung/Beschleunigung geladener Teilchen entsteht Bremsstrahlung (siehe Abb. 4.10). Die dadurch abgestrahlte Leistung skaliert antiproportional zum Quadrat der Teilchenmasse. Somit spielt dieser Effekt für den Energieverlust besonders bei Elektronen eine wichtige Rolle. Der oben gezeigten Gl. (4.11) wird aus diesem Grund der Verlust aus Bremsstrahlungsprozessen hinzugerechnet [43]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} = \frac{N E Z (Z + 1) e^4}{137 m_e^2 c^4} \left( 4 \ln \frac{2 E_{\text{kin}}}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (4.13)$$

Dabei werden zusätzlich diese Symbole verwendet:

- $\alpha$ : Feinstrukturkonstante
- $E_0$ : Ruheenergie der Elektronen

### 4.5.3 CSDA-Reichweite

Auf ihrem Weg durch das Material verlieren die Elektronen Energie bei jeder Wechselwirkung. Da das soeben eingeführte Bremsvermögen  $S(E)$  abhängig von

der Energie der Elektronen ist, ist diese Größe ungeeignet, wenn Materialien ausgewählt werden sollen, um Elektronen zu stoppen.

Unter der Annahme, dass die Elektronen kontinuierlich entlang ihres Weges durch das Material Energie verlieren, kann eine Elektronenreichweite berechnet werden. Diese Größe wird CSDA-Reichweite genannt. CSDA steht dabei für „continuous slowing down approximation“ (kontinuierliche Verlangsamungsnäherung). Zur Berechnung dieser Größe wird das Reziproke des energieabhängigen Bremsvermögens von Startenergie bis Endenergie integriert.

$$\overline{R}(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{1}{S(E)} dE = \int_{E_0}^0 -\frac{dx}{dE} dE \quad (4.14)$$

Um eine Materialauswahl für die Scraper zu treffen und um die benötigte Materialstärke zu bestimmen, kann die CSDA-Reichweite herangezogen werden. Für Elektronen einer kinetischen Energie von 130 MeV zeigt Abb. 4.12 einen Vergleich der CSDA-Reichweite verschiedener Materialien.

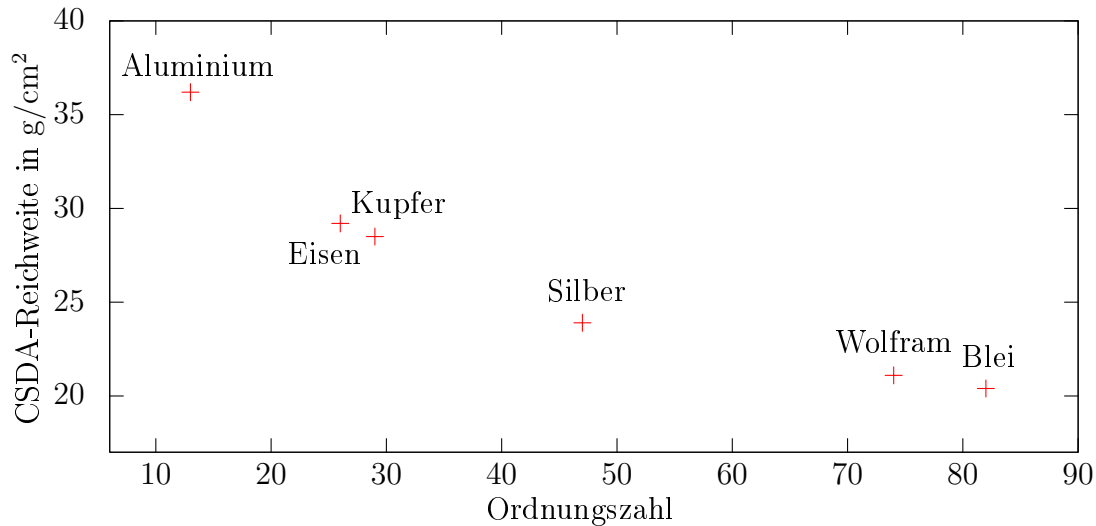


Abb. 4.12: Vergleich der CSDA-Reichweite verschiedener Materialien für einen Elektronenstrahl mit der kinetischen Energie von 130 MeV [44]



#### 4.5.4 Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie

Wie im vorigen Abschnitt dargelegt wurde, entsteht bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie Photonenstrahlung. Die ungeladenen Photonen haben von allen Strahlenarten das größte Durchdringungsvermögen. Sie können ihre Energie vollständig oder nur teilweise sowohl an die Hüllenelektronen, als auch an den Atomkern übertragen. Zur Abschwächung von Photonen eignen sich zuallererst solche Materialien, die eine besonders hohe Dichte aufweisen. Die Effektivität der jeweiligen Abschirmungsmaterialien wird in Abhängigkeit von der Photonenenergie angegeben. Eine Größe, die für diese Arbeit verwendet wurde, ist dabei der *Reziproke Schwächungsfaktor*  $1/S$ :

$$\frac{1}{S} = \frac{I_a}{I_0} = e^{-\mu d} \quad (4.15)$$

Dieser beschreibt das Verhältnis aus abgeschwächter Intensität  $I_a$  und Intensität ohne Abschwächung  $I_0$ . Der exponentiell abnehmende Verlauf der Intensität mit zunehmender Eindringtiefe wird durch das *Lambert-Beersche Gesetz* in Abhängigkeit vom Absorptionskoeffizienten  $\mu$  darstellt. Die für diese Arbeit verwendeten reziproken Schwächungsfaktoren aus [42] sind in Abb. A.2 im Anhang A.5 zu finden. Die folgenden möglichen Wechselwirkungsprozesse von Photonenstrahlung mit Materie [42] erläutern wie Photonen im Material, also z.B. auch in der Abschirmung des Scrapersystems, ihre Energie abgeben. Die Energieabhängigkeit dieser Wechselwirkungsarten wird anschließend anhand von Abb. 4.16 erläutert, die den Massenschwächungskoeffizienten für Blei zeigt.

Beim Photoeffekt wird das Photon vernichtet. In Folge der Absorption der Photonenenergie kann das Elektron das Atom verlassen bzw. gibt seine Bewegungsenergie an das Material ab, was zur Erwärmung führt. Abbildung 4.13 zeigt den Fall, dass das Elektron ausreichend viel Energie erhalten hat und das Atom verlässt. Die Lücke wird aufgefüllt, wobei ein Fluoreszenzphoton abgestrahlt werden kann.

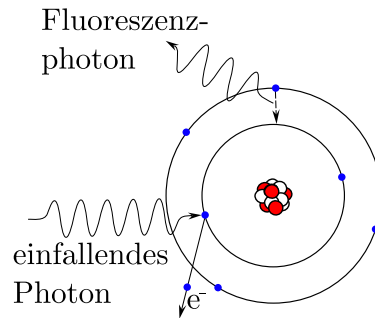


Abb. 4.13: Photoeffekt: Das einfallende Photon überträgt seine Energie vollständig an ein Hüllenelektron. Wird die freie Lücke wieder besetzt, kann ein Fluoreszenzphoton abgestrahlt werden. [42]

Im Gegensatz zum Photoeffekt verliert ein Photon beim Comptoneffekt nur einen Teil seiner Energie und wird nicht vernichtet. Abbildung 4.13 gilt demnach ebenfalls für den Comptoneffekt, mit dem Unterschied, dass ein Photon geringerer Energie und möglicherweise geänderter Flugrichtung weiter propagiert. Photonen können mehrmals Energie durch den Comptoneffekt an Hüllenelektronen übertragen, am Ende dieser Reihe steht allerdings ein Photoeffekt mit der Vernichtung des Photons.

Für Photonen ab einer Energie von 1022 keV kommt ein weiterer Prozess hinzu. Im elektrischen Feld eines Atomkerns oder eines Hüllenelektrons kann das Photon vernichtet und an seiner Stelle ein Elektron und ein Positron erzeugt werden. Dieser Prozess wird Paarbildung genannt und ist in Abb. 4.14 dargestellt. Die Energieschwelle ergibt sich aus der Summe der Ruheenergien der beiden Teilchen. Überschüssige Energie des Photons findet sich im Impuls des Paares und des Kerns bzw. des Hüllenelektrons wieder.

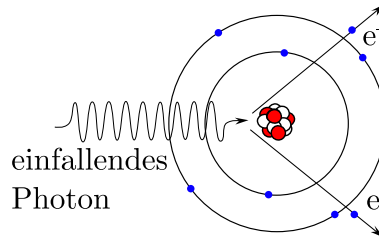


Abb. 4.14: Paarbildung: Das einfallende Photon wird im elektrischen Feld eines Kerns vernichtet. Ein Elektron-Positron-Paar entsteht. [42]

Überträgt das Photon seine Energie direkt an den Kern eines Atoms, kann dieser in der Folge selbst Photonen abstrahlen, oder sich durch Teilchenemission abregen. Dabei werden Neutronen, Protonen oder Heliumkerne ausgesendet. Manche Kerne können durch eine entsprechende Anregung auch zu einer Spaltung gebracht werden. Alle diese Möglichkeiten werden unter dem Namen Kernphotoeffekt zusammengefasst und sind in Abb. 4.15 dargestellt.

Der Kernphotoeffekt ist besonders für die Entstehung radioaktiver Nuklide im bestrahlten Material von Bedeutung. Hat der Kern z.B. ein Neutron ausgesendet, kann diese Konfiguration instabil sein. Das radioaktive Nuklid wird in der Folge zerfallen und dabei Strahlung emittieren. Da von aktivierten Materialien auch nach dem Ausschalten des Beschleunigers eine Gefahr für Personen ausgehen kann, wird die zu erwartende Aktivierung in dieser Arbeit ebenfalls untersucht.

Die Energieabhängigkeiten der genannten Wechselwirkungsprozesse für Photonen in Materie werden deutlich, wenn der Massenschwächungskoeffizient  $\mu/\rho$  in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $E$  betrachtet wird. Photonenstrahlung nimmt

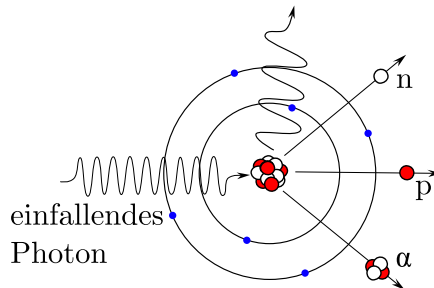


Abb. 4.15: Kernphotoeffekt: Das einfallende Photon überträgt seine Energie vollständig an einen Atomkern. Dieser regt sich durch die Emission von Photonen, Neutronen, Protonen oder anderen Teilchen ab. [42]

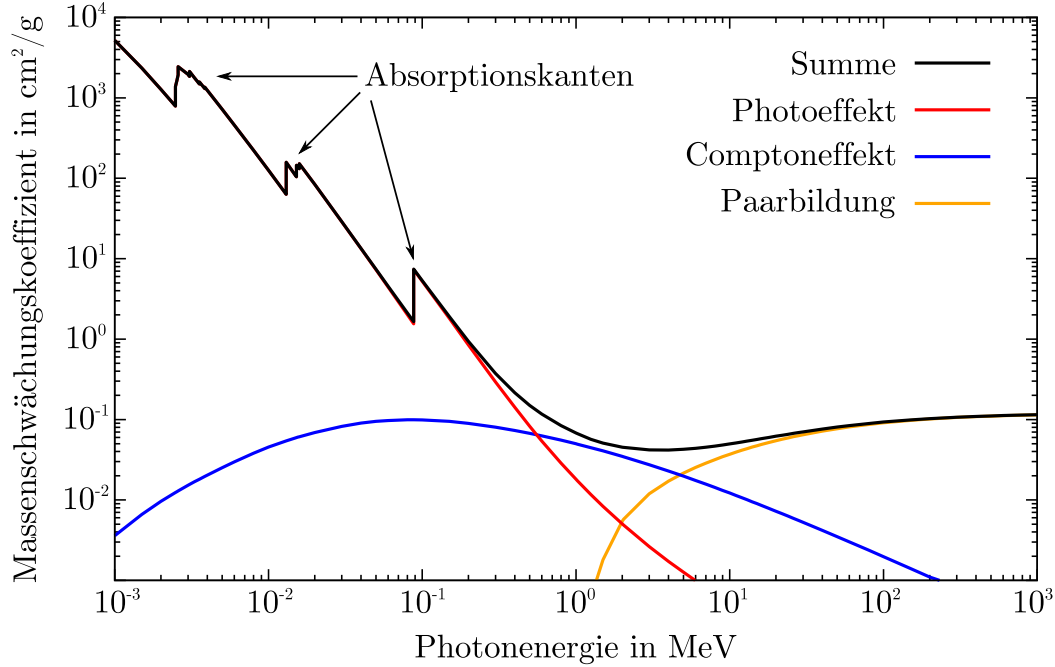


Abb. 4.16: Der Massenschwächungskoeffizient für Blei in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Beiträge der verschiedenen Wechselwirkungen sind farbig gekennzeichnet. Daten aus [45].

in ihrer Intensität  $I$  beim Durchlaufen von Materie exponentiell mit der Eindringtiefe  $d$  ab. Dieses Verhalten wird beschrieben durch das Lambert-Beersche Gesetz:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (4.16)$$

Dabei bezeichnet  $\mu$  den energieabhängigen linearen Schwächungskoeffizienten. Indem  $\mu$  durch die Dichte des betreffenden Materials dividiert wird, erhält man den Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  [42]. Abbildung 4.16 zeigt die Abhängigkeit des Massenschwächungskoeffizienten für Blei von der Photonenenergie. Die erwähnten Photonenwechselwirkungen sind farbig eingezeichnet. Der Photoeffekt zeigt deutlich einige Absorptionskanten, die durch die Diskretisierung der Energien der Hüllenelektronen von Blei zustande kommen. Der Verlauf des Massenschwächungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Photonenenergie zeigt außerdem, dass Photonen mit Energien unter 1 MeV effektiver in einer Bleiabschirmung abgeschwächt werden, als solche bei höheren Energien, für die die Abschwächung geringer und nahezu energieunabhängig ist. Aus diesem Grund wurden bei der Auslegung der Photonenabschirmung in Kap. 7 aus den Graphen in A.3 jeweils die *Reziproken Schwächungsfaktoren* der Photonenenergie 10 MeV verwendet. Der

Verlauf von Abb. 4.16 für Photonenenergien über 10 MeV zeigt dass diese Abschätzung auch für höhere Energien gültig ist, die in A.3 nicht eingezeichnet sind.

### 4.5.5 Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie

Wie die Betrachtung der Elektronen- und Photonenwechselwirkungen gezeigt haben, entstehen beim Stoppen des Elektronenstrahls ebenfalls Neutronen. Im Gegensatz zu Elektronen tragen Neutronen keine Ladung. Ihre Wechselwirkung mit Abschirmmaterialien beschränkt sich daher auf Stöße mit Atomkernen. Bei der Auslegung der Abschirmung ist es deshalb wichtig, die Neutronenabschwächung gesondert zu betrachten. Sehr viel schwerere Stoßpartner wie z.B. Bleikerne können bei den Stößen weniger Energie von den Neutronen aufnehmen, als z.B. Wasserstoffkerne, die eine ähnliche Ruhemasse wie Neutronen haben (siehe Abb. 4.17). Demnach sind gut geeignete Abschirmmaterialien z.B. Wasser und Kunststoffe. Analog zum *Reziproken Schwächungsfaktor* (Gl. (4.15)) bei Photonenstrahlung wird diese Größe ebenfalls für Neutronenstrahlung angegeben. Tabelle 4.2 zeigt den Wasserstoffgehalt einiger Abschirmmaterialien zum Vergleich sowie die Abschwächung bei einer Abschirmungsdicke von 1 m. Die in Kap. 7 vorgestellte Neutronenabschirmung des Energiescrapers basiert auf Polyethylen und Barytbeton. Neutronen, die soweit abgebremst wurden, dass sie von Atom-

Tab. 4.2: Wasserstoffgehalt und Neutronenabschwächung bei einer Dicke von 1 m im Vergleich für häufig verwendete Materialien zur Neutronenabschirmung. Zahlenwerte entnommen aus [42]

	Wasserstoffgehalt in kg/m <sup>3</sup>	Abschwächung (1 m)
Wasser	111	$4 \times 10^{-3}$
Polyethylen	132	$2 \times 10^{-3}$
(Baryt-)Beton	10-13	$9 \times 10^{-4}$

kernen eingefangen werden, können dort weitere Kernreaktionen hervorrufen. Die folgenden Erläuterungen der möglichen Wechselwirkungsprozesse von Neutronenstrahlung mit Materie [42] geben einen Überblick.

Beim elastischen Stoß können Neutronen an schweren Atomkernen nahezu ohne Energieverlust abgelenkt oder reflektiert werden. Bei Stößen mit Wasserstoffkernen hingegen überträgt das Neutron einen Teil seiner Energie an das Proton, wie Abb. 4.17 zeigt. Überträgt das Neutron bei seinem Stoß mit dem Kern einen Teil

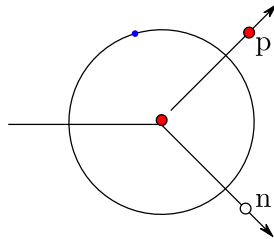


Abb. 4.17: Elastische Streuung: Das einfallende Neutron stößt mit einem Kern. In diesem Fall (Wasserstoffatom) kann an das Proton aufgrund der ähnlichen Masse einen großen Energieübertrag erhalten. [42]

seiner Energie an diesen Kern in Form von innerer Anregungsenergie des Kerns, wird dies als inelastische Streuung bezeichnet. In deren Folge regt sich der Kern meist durch die Photonenabstrahlung ab. Die Richtungsänderung des Neutrons ist vergleichbar mit der elastischen Streuung.

Langsame Neutronen können bei einem Stoß mit dem Kern absorbiert werden. Der Kern kann infolgedessen Photonen oder Teilchen aussenden oder eine Kernspaltung vollziehen. Auf diese Weise kann Materie durch Neutronenstrahlung aktiviert werden. Die möglichen Prozesse sind in Abb. 4.18 dargestellt.

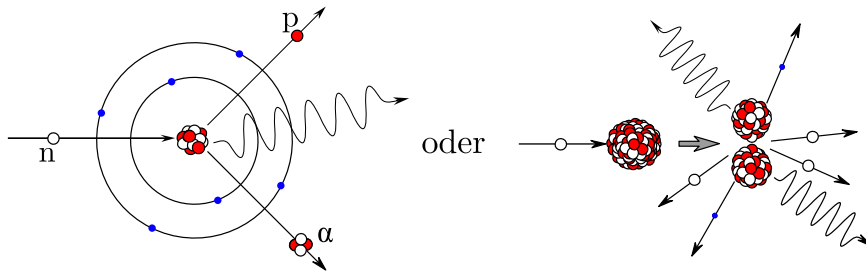


Abb. 4.18: Absorption: Das einfallende Neutron wird vom Atomkern absorbiert. Der Kern reagiert durch Aussenden von Photonen oder Teilchen. Auch eine Kernspaltung ist möglich. [42]

### 4.5.6 Aktivität, Aktivierung und Sättigungsaktivität

Beim Stoppen des Elektronenstrahls in Materie treten alle erwähnten Strahlungsarten auf. Jede der gezeigten Strahlungsarten kann bei der Wechselwirkung mit dem Atomkern zur Veränderung der Kernzusammensetzung führen. Dabei werden meist Neutronen oder Protonen ausgesendet, langsame Neutronen können auch eingefangen werden. Einige der Folgenuklide sind radioaktiv. Die Aktivität  $A$  einer isolierten Probe berechnet sich im Allgemeinen mit der Zerfallsfunktion:

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (4.17)$$

Dabei ist  $A_0$  die Aktivität zum Zeitpunkt  $t = 0$ ,  $\lambda$  die Zerfallskonstante und  $T_{1/2}$  die Halbwertszeit.

Um Abschätzen zu können, nach welcher Zeit  $t$  welche Aktivität vorliegt, muss zudem die Produktionsrate  $\dot{N}$  potentiell radioaktiver Nuklide in einer Probe berechnet werden. Die Produktionsrate ist abhängig von der Anzahl der bestrahlten Atome  $N_a$ , der Flussdichte der Strahlung  $\phi$  und dem Wirkungsquerschnitt für die untersuchte Reaktion  $\sigma$ . Eine Gleichung für die Produktionsrate ist:

$$\dot{N} = N_a \cdot \sigma \cdot \phi \quad (4.18)$$

Bei konstanter Flussdichte der aktivierenden Strahlung und falls angenommen wird, dass die Zahl der anfangs vorhandenen Atome nicht abnimmt, kann diese Produktionsrate ebenfalls als konstant angenommen werden. Die somit zunehmende Anzahl der instabilen Folgenuklidatome wächst mit andauernder Bestrahlung solange, bis die Zerfallsrate der akkumulierten Folgenuklide und die Produktionsrate im Gleichgewicht sind. Demnach steigt die Aktivität des betrachteten Volumens nicht linear, sondern sättigt nach einiger Zeit. Der Wert der gesättigten Aktivität wird als Sättigungsaktivität bezeichnet. Sie wird beschrieben durch die Gleichung:

$$A = \dot{N}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.19)$$

Zur praktischen Abschätzung wird in [42] für die Bestrahlungszeit bis zum Erreichen der Sättigungsaktivität ein Wert von sechs Halbwertszeiten angegeben.

## 4.6 Strahlenschutz und Grenzwerte

Treffen hochenergetische Elektronen auf Materie entsteht ionisierende Strahlung. Durch ionisierende Strahlung werden mitunter Körperzellen geschädigt oder verändert, wodurch eine gesundheitliche Gefahr für die Personen besteht, die sich dieser Strahlung aussetzen. Neben der biologischen Bedrohung, birgt ionisierende Strahlung ebenfalls eine Gefahr für Teile der Maschine. Dabei können hauptsächlich auf Halbleitern basierende elektronische Bauteile geschädigt und andere Materialien strukturell geschwächt werden.

Um den strahlenschutztechnischen Vorgaben zu genügen, muss betrachtet werden, ob der Zugang zu bestimmten Bereichen des Gebäudes durch den Betrieb des Scrapersystems weiterhin uneingeschränkt möglich ist, bzw. welche Abschirmung am Scrapersystem notwendig ist, um dies weiterhin zu ermöglichen. Die gesetzlichen Vorgaben unterscheiden dabei zwischen Überwachungsbereichen, Kontrollbereichen und Sperrbereichen. Im Folgenden wird zunächst erläutert, welche Größen in den Verordnungen enthalten sind und wie sich diese berechnen lassen. Anschließend sind die Grenzwerte aufgeführt, die für diesen Fall gültig sind und eingehalten werden müssen.

### 4.6.1 Kenngrößen des Strahlenschutzes

Da neben der Teilchenrate auch die Teilchenart, deren Energie und die jeweilige Empfindlichkeit der betroffenen Körperbereiche das Risiko einer Strahlenexposition bestimmen, wurden spezielle Messgrößen eingeführt, die diese Faktoren beinhalten.

Rechnerisch zugänglich bzw. auch technisch messbar ist die in einer gegebenen Gewebemasse deponierte Energie. Diese wird in der Messgröße  $D$ , der absorbierten Dosis, festgehalten. Dabei wird  $D$  z.B. für eine, dem menschlichen Gewebe ähnlichen Testgewebekugel der ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) in J/kg erfasst. Um die biologische Wirksamkeit je nach Teilchenart und -energie zu bewerten, werden Wichtungsfaktoren mit  $D$  multipliziert. Die so erhaltene Größe ist die Äquivalentdosis  $H$ . Die Risikoabschätzung für menschliches Gewebe verwendet dabei die deponierte Dosis in der beschriebenen



ICRU-Kugel  $D_{t,r}$  sowie die teilchenartspezifischen ICRU-Wichtungsfaktoren  $w_r$  und schreibt sich als  $H_{t,r}$ . Die Wichtungsfaktoren entstammen aus Untersuchungen der biologischen Wirksamkeit verschiedener Strahlungsarten an Versuchstieren.

Für die Schutzgröße, die in dieser Arbeit betrachtet wird und in der die gesetzlichen Grenzwerte angegeben werden, wird die Gewebe-Äquivalentdosis  $H_{t,r}$  mit den jeweiligen Wichtungsfaktoren für die betroffenen Organe des menschlichen Körpers multipliziert. Die erhaltene Effektive Dosis  $E$  (Einheit Sv) dient schließlich dazu, sinnvolle Grenzwerte für die Zugangsbeschränkung betroffener Bereiche festzulegen. Die Verbindung der empfohlenen Grenzwerte mit einer Aussage zur realistischen Wahrscheinlichkeit aufgrund dieser aufgenommenen Dosis zu erkranken, basieren wiederum auf umfangreichen Studien die hauptsächlich im Nachgang zu den Atombombenabwürfen von Hiroshima und Nagasaki durchgeführt wurden und werden [42] und stellen eine Extrapolation hin zu vergleichsweise niedrigen Dosen dar.

## 4.7 Jahresdosis und gesetzliche Grenzwerte

Die zuvor eingeführte effektive Dosis, die ein durchschnittlicher deutscher Bürger im Laufe eines Jahres aufnimmt, ist in Tab. 4.3 dargestellt. Die Beiträge aufgrund medizinischer Strahlenexposition sind nicht aufgeführt.

Nach der in Deutschland gültigen „Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung)“ [42] darf die zusätzliche effektive Dosis durch menschengemachte Anlagen innerhalb eines Jahres 1 mSv nicht überschreiten. Daraus ergibt sich die maximal zulässige effektive Dosisleistung unabhängig von der Aufenthaltsdauer im jeweiligen Bereich. Unabhängige Institutionen könnten ansonsten jeweils für die maximale Aufenthaltsdauer bei ihnen (z.B. 2000 h beim Arbeitgeber) die jährliche effektive Dosis ausschöpfen, sodass sich in der Summe ein größerer Wert ergeben würde. Aus diesem Grund muss für pausenlosen Aufenthalt während eines Jahres (8760 h) gerechnet werden. Die Dosis von 1 mSv/a führt so zu einer Dosisleistung von 0,11  $\mu$ Sv/h. Ist der entsprechende Bereich nicht öffentlich zugänglich und wird das betroffene Personal

Tab. 4.3: Effektive Dosis für Menschen in Deutschland. Die Werte ergeben sich als Mittel über die gesamte Bevölkerung. Daten entnommen aus [42].

Strahlungsquelle	Effektive Dosis in mSv/a
Kosmische Strahlung	0,3
Aufenthalt in Gebäuden	0,3
Aufenthalt im Freien	0,1
Ingestion	0,3
Inhalation (Radon) im Freien	0,2
Inhalation (Radon) in Gebäuden	0,9

entsprechend überwacht, können größere Werte für die dort vorherrschende effektive Dosisleistung zulässig sein. In diesem Fall wird die individuell erfahrene effektive Dosis mittels geeigneter Personendosimeter erfasst. Unabhängig von der Überwachung der Personen gilt die grundlegende Leitlinie des Strahlenschutzes, nach der jede Dosis so gering wie vernünftigerweise erreichbar sein soll [42].

Für die Dimensionierung der Abschirmung um das in dieser Arbeit entwickelte Scrapersystem wird die Dosisleistung an einem frei zugänglichen Ort im Kellerflur berechnet, der dem Scrapersystem am nächsten ist. Die Abschirmung wird deshalb für die Einhaltung der zuvor genannten Grenze von 0,11  $\mu\text{Sv/h}$  ausgelegt.

## 5 Simulationsrechnungen

In diesem Kapitel werden alle Simulationsrechnungen vorgestellt, die den Aufbau des Systems in seiner endgültigen Form motiviert haben. Die Strahldynamik bildete dabei die Grundlage, um die Geometrie der Strahlführung unter den zur Verfügung stehenden Platzverhältnissen festzulegen. Mit der Fertigstellung dieser Rechnungen konnten die Spezifikationen der benötigten Magnete festgelegt werden. Neben den Magneten und ihren Gestellen wurden in den folgenden Schritten ebenfalls die Anforderungen an die Scraperkammern ermittelt. Darunter fallen die Anforderungen an das Material (Abschn. 5.2), die Form und die Kühlung der Scraperbacken (Abschn. 5.3) sowie die Berechnungen zur Auslegung des gesamten aufgebauten Vakuumsystems (Abschn. 5.4).

### 5.1 Anforderungen an den Strahltransport

Die Hauptvoraussetzung für die Effektivität des Scrapersystems zur Verbesserung der Energieschärfe ist eine möglichst große Strahldispersion in horizontaler Richtung bei gleichzeitig kleinster Ausdehnung des Sollstrahls. Der Anteil des Strahls, der eine hinreichend kleine Energieabweichung aufweist, kann somit durch den Fokus an der Stelle des eingebauten Schlitzes diesen auch bei kleinsten Spaltbreiten weitestgehend verlustfrei passieren. Anteile des Strahls, die Abweichungen von der Sollenergie aufweisen, werden vom System geblockt. Variiert die Energie des gesamten Strahls, führt dies zu einer Verschiebung des gesamten Strahls vom Schlitz auf eine der Scraperbacken. Aus diesem Grund können mit dem Energiescraper ebenfalls solche Energieschwankungen gefiltert werden, sodass es zu keiner Kontamination der aufgenommenen Spektren kommen kann.

Neben den Bedingungen an die Dispersion und die Strahlausdehnung in horizontaler Richtung am Ort des Schlitzes, gilt es weitere Anforderungen an die Strahldynamik des Systems zu beachten. So muss die maximale Akzeptanz des Strahltransports an jeder Stelle eine verlustfreie Passage des Strahls ermöglichen. Dazu wird darauf geachtet, dass die horizontale und vertikale Strahlausdehnung an keiner Stelle des Systems  $\sigma^1 = 1\text{ mm}$  überschreitet. Des Weiteren soll der

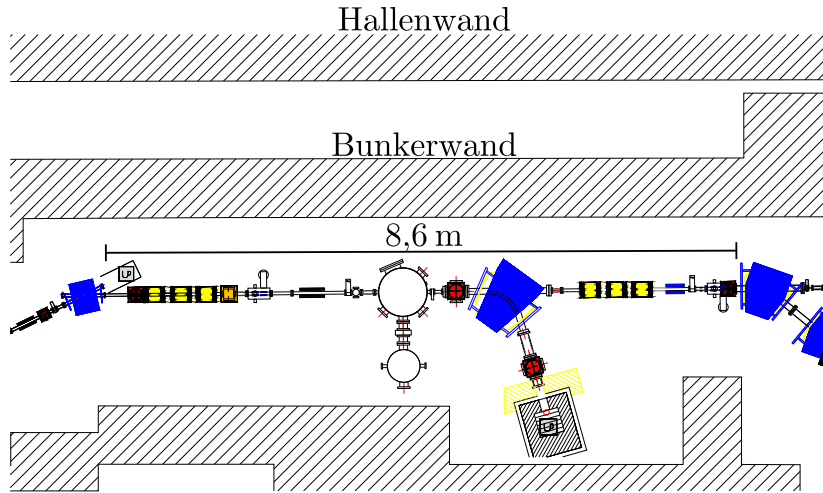


Abb. 5.1: Grundriss der alten Strahlführung im Extraktionsbereich des S-DALINAC. Der Strahl kommt aus der Beschleunigerhalle von links. Die Betonwände sind schraffiert eingezeichnet.

Strahl das System dispersionsfrei verlassen, um die anschließenden Strahltransportelemente entsprechend der vorgesehenen Auslegung einsetzen zu können. Neben den Anforderungen an die Strahldynamik existieren herausfordernde geometrische Rahmenbedingungen, die die Ausdehnung des Gesamtsystems auf  $8,6 \times 2$  m beschränken. Abbildung 5.1 zeigt einen Grundriss dieser Sektion vor dem Umbau. Das System musste auf dem markierten Abschnitt installiert werden, wobei die alten Elemente entfernt werden konnten. Um etwa 80 cm mehr Platz zwischen der Bunkerwand und der Strahlachse zu erhalten, wurde die Bunkerwand hin zur Hallenwand verschoben. Abbildung 5.2 zeigt analog zu Abb. 5.1 den Grundriss für das neue System.

### 5.1.1 Strahldynamik-Berechnungen

Da die Strahlparameter für Eintritt und Austritt des betrachteten Systems gleich sein sollen, kann ein symmetrischer Ansatz gewählt werden. Dies gilt sowohl für die Positionen als auch für die Feldstärken der Magnete. Ausgehend von dem verfügbaren Platz in der Extraktionsstrahlführung wurde eine Schikane bestehend aus vier Dipolmagneten simuliert. Ein Scrapersystem inklusive der notwendigen Abschirmung kann hierbei zwischen den beiden mittleren Magneten positioniert werden. Abbildung 5.2 zeigt den Grundriss für das finale Layout.

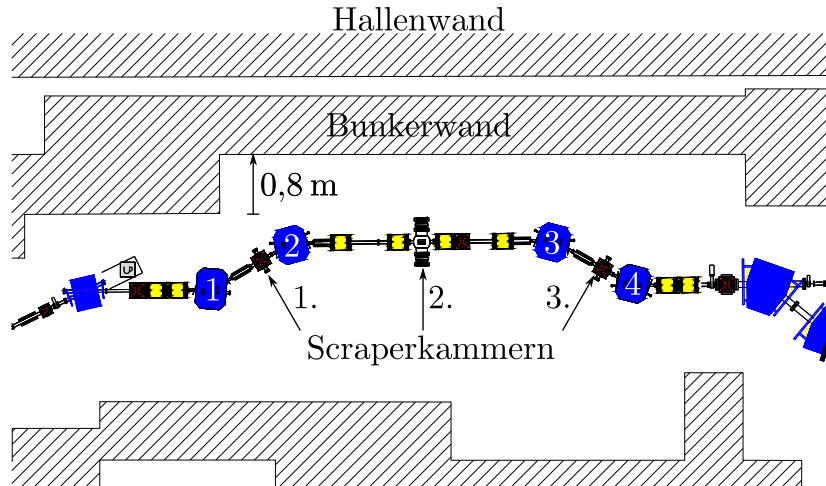


Abb. 5.2: Grundriss der neuen Strahlführung im Extraktionsbereich des S-DALINAC. Der Strahl kommt aus der Beschleunigerhalle von links. Ein Abschnitt der Bunkerwand wurde um 80 cm verschoben. Die Zahlen auf den Dipolmagneten entsprechen der Benennung im Text.

Bereits der erste Dipolmagnet erzeugt eine transversale Dispersion. Niederenergetische Anteile des Strahls befinden sich danach auf der in Strahlrichtung linken Seite ( $x < 0$ ) des Sollteilchens. Aufgrund der umgekehrten Ablenkrichtung des folgenden Magnets kehrt dieser die Dispersion nach etwa 1,5 m um, was in Abb. 5.3 dargestellt ist. Die niederenergetischen Anteile befinden sich ab dort bei  $x > 0$ . Wird für Ein- und Austritt des zweiten Dipolmagnets ein Kantenwinkel (siehe Abschn. 4.1.2) von  $-20^\circ$  gewählt, kann die Dispersion zur Systemmitte hin wei-

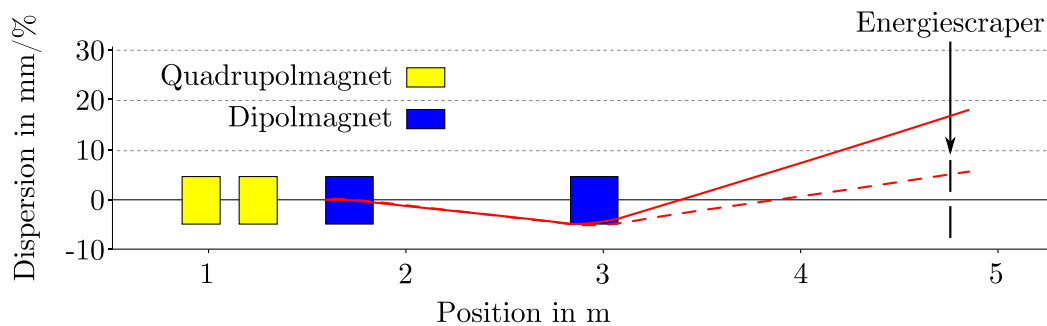


Abb. 5.3: Dispersion (rot gestrichelt) ohne Kantenwinkel und mit  $-20^\circ$  Kantenwinkel (rot). Quadrupolmagnete sind in gelb und Dipolmagnete in blau dargestellt, zusätzlich ist die Position des Energiescrapers bei etwa 4,7 m eingezeichnet.

ter gesteigert werden. Dies ist ebenfalls in Abb. 5.3 gezeigt. Ein Vergleich beider Konstellationen verdeutlicht den Effekt der Kantenwinkel. Die Dispersion an der Stelle des Scrapersystems kann dadurch erheblich gesteigert werden.

Um einen Bereich gleichförmiger Dispersion zu erzeugen, müssen zusätzlich fokussierende Magnettypen eingesetzt werden. Abbildung 5.4 zeigt die finalen Magnetpositionen sowie oben den Verlauf der Dispersion. Die untere Grafik zeigt die horizontale bzw. vertikale  $\sigma^1$ -Strahlausdehnung. Der horizontale Strahlfokus im Zentrum des Systems erlaubt minimale Spaltbreiten. Die Auswirkung einer Impulsunschärfe von  $5 \times 10^{-4}$  verdeutlicht die Funktionsweise des Systems. Mittels einer symmetrischen Anordnung von acht Quadrupolmagneten kann die Disper-

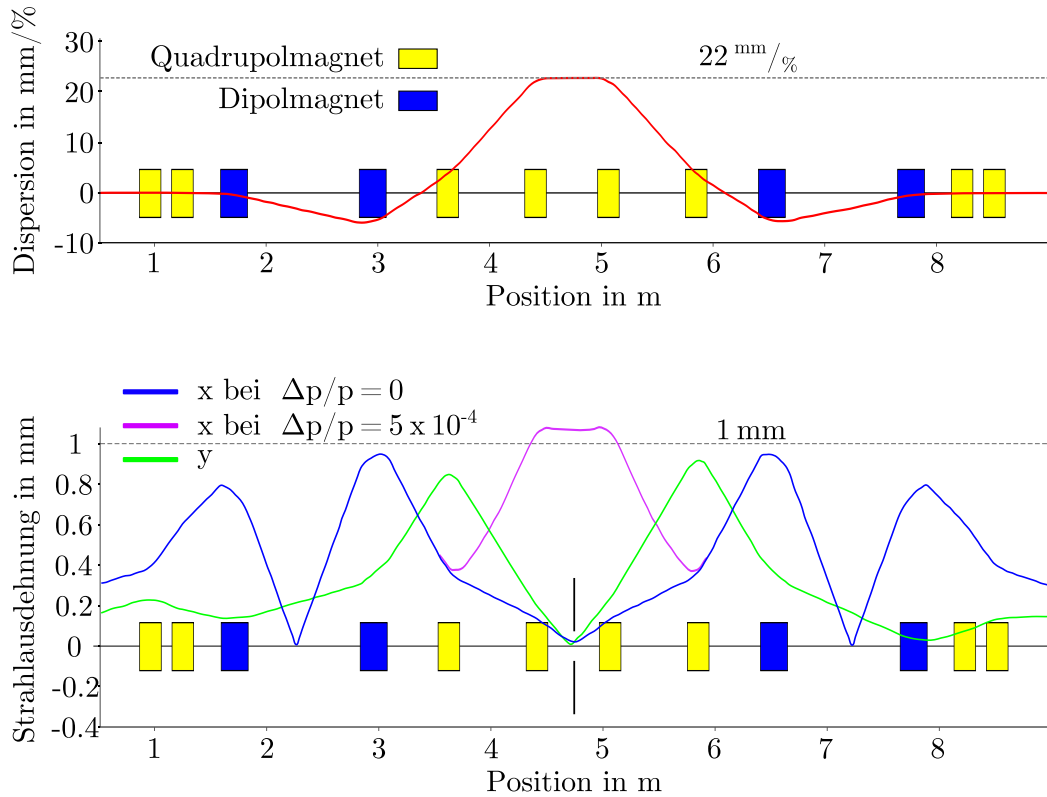


Abb. 5.4: Die beiden Grafiken zeigen den Verlauf von Dispersion (oben) und Strahlausdehnung (unten) für das finale Layout des aufgebauten Systems. In der Systemmitte wird eine horizontale Dispersion von 22 mm/% erreicht. Zugleich liegt dort ein Fokuspunkt in horizontaler und vertikaler Richtung vor. Die Dispersion weitet den beispielhaft eingezeichneten Strahl mit einer Energieunschärfe von  $\Delta p/p = 0,05\%$  an der Position des Energiescrapers auf über 1 mm auf.

sion in der Systemmitte maximiert und zugleich begradigt werden, dabei sind zur Dispersionsführung nur die beiden mittleren Quadrupolmagnete vorgesehen. Die Symmetrie dieser Strahlführung erlaubt zudem einen dispersionsfreien Ausgang des Strahls. Vor und hinter der Magnetschikane können deshalb jeweils zwei Quadrupolmagnete allein zur Strahlfokussierung genutzt werden. Zwei weitere Quadrupolmagnete befinden sich an Orten niedriger Dispersion, wodurch auch diese zur Strahlfokussierung genutzt werden können, ohne den Dispersionsverlauf stark zu beeinflussen. Durch eine geeignete Wahl der Quadrupolgradienten wird in der Systemmitte zugleich ein Ort maximaler und konstanter horizontaler Dispersion von 22 mm/% sowie ein Fokus in horizontaler Richtung geschaffen. Der freie Platz zwischen dem ersten und zweiten sowie zwischen dem dritten und vierten Dipolmagnet ist ausreichend, um Haloscraper zu installieren. Die dritte Scrapperkammer soll Haloscraper in horizontaler und vertikaler Richtung enthalten, damit eventuell durch den Energiescraper „gestörte“, aber weitertransportierte, Elektronen mit einer Ablage vom Strahlzentrum gestoppt werden können (s. Abschn. 5.2). Dazu wurde auf eine geringe Strahlausdehnung an den Positionen beider Haloscraperkammern von  $\sigma_{x,y}^1 < 1$  mm geachtet. Die finalen Positionen und Feldstärken aller Magnete sind im Anhang zu finden (A.2). Aus den Ergebnissen dieser Simulationsrechnungen wurden die Spezifikationen der Dipolmagnete abgeleitet (s. Anhang A.1).

## 5.2 Material und Form der Scraperbacken

Mit den Scraperbacken sollen Teile des Elektronenstrahls entfernt werden. Da dies im Vakuumsystem geschieht und die Scraperbacken aktiv gekühlt werden sollen, muss das ausgewählte Material mechanisch gut zu bearbeiten sein und vakuumdicht verlötet oder verschweißt werden können. Zusätzlich ist eine gute Wärmeleitfähigkeit notwendig, um die vom Elektronenstrahl deponierte Energie an das Kühlwasser ableiten zu können. Aus diesen Gründen wurde Kupfer als Material für alle Scraperbacken ausgewählt.

Die Materialstärke wurde für die Energiescraper und die vertikalen Haloscraperbacken entsprechend auf die CSDA Reichweite (s. Abschn. 4.5.3) von Elektronen bei einer kinetischen Energie von 130 MeV festgelegt. Diese beträgt bei Kupfer 32 mm. Die Form der horizontalen Haloscraperbacken in der dritten Kammer (s. Abb. 5.2) stellt einen Sonderfall dar und wird im Anschluss an diesen Abschnitt gesondert betrachtet. Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf der CSDA Reichweite in Abhängigkeit von der kinetischen Elektronenenergie. Die CSDA Reichweite vernachlässigt, dass der Energieverlust entlang des Weges ein statistischer Prozess ist und entspricht daher nicht zwangsläufig auch der maximalen Reichweite im

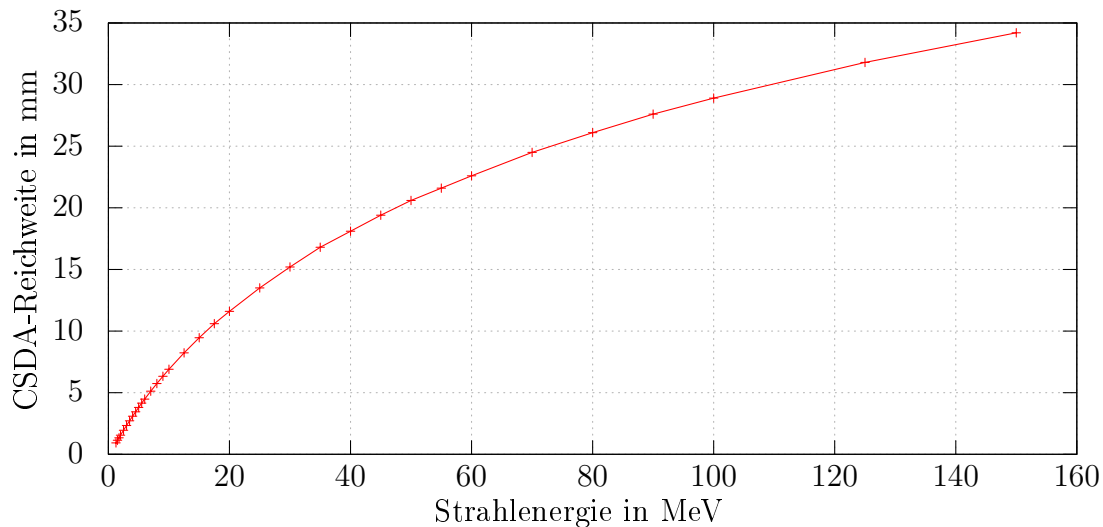


Abb. 5.5: CSDA Reichweite für Kupfer in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen [44].



Material (siehe Abschn. 4.5.3). Zusätzlich muss beachtet werden, dass Elektronen bei ihren Wechselwirkungen stark abgelenkt werden, weshalb die Reichweite auch nicht der Eindringtiefe entspricht, sondern der Strecke, die im Material entlang des Pfades zurückgelegt wird.

Um Elektronen mittels einer Scraperbacke vom Strahl zu entfernen, ist es nicht zwingend notwendig, dass diese im Material vollständig gestoppt werden. Anteile des Elektronenstrahls, die an der Hinterseite der Scraperbacken austreten, werden in der Folge aufgrund ihres Energieverlusts verloren gehen. Folgt z.B. ein Dipolmagnet, führt die verringerte Energie zu einem derart verkleinerten Ablenkradius, dass die Elektronen vom Sollstrahl getrennt werden und in die Strahlrohrwand treffen. Einige Scrapersysteme machen sich diesen Effekt gezielt zunutze, um den Strahl mit einem ersten Scraper energetisch und räumlich aufzuweiten, damit die deponierte Leistung in einem zweiten Scrapersystem auf einen größeren Bereich verteilt wird [46]. Im Fall des Scrapersystems dieser Arbeit ist von Interesse, dass ein möglichst großer Anteil der zu stoppenden Strahlleistung in der Scraperbacke deponiert wird, da diese aktiv gekühlt ist. Um zu überprüfen, welcher Anteil der Elektronen einen Kupferblock mit einer Dicke von 32 mm durchdringen kann, wurde die im Folgenden beschriebene Simulation durchgeführt.

### 5.2.1 Monte-Carlo-Simulationen der Scraperbacken

Verwendet wurde der Simulationscode GEANT4 [47]. Dabei handelt es sich um ein Framework zur Simulation der Interaktion zwischen Teilchen und Materie, welches auf Monte-Carlo-Methoden basiert und alle bekannten Wechselwirkungsprozesse unterstützt.

Für die Betrachtung der Scraperbacken wurde der Primärstrahl mit einer kinetischen Energie von 130 MeV auf einen 32 mm starken Block aus Kupfer geschossen. An der Hinterseite wurden die austretenden Primärelektronen detektiert und deren Energieverteilung ermittelt. Der Graph in Abb. 5.6 zeigt deren Energieverteilung. Die Impulsakzeptanz der weiteren Strahlführung beträgt weniger als 1 % [48]. Aus der gezeigten Energieverteilung folgt, dass alle Elektronen, die an der Rückseite der Scraperbacken austreten, nicht in dieser Impulsakzeptanz liegen und daher im weiteren Verlauf wie beschrieben verloren gehen. Für die maximal mögliche Stromstärke von 20  $\mu$ A liegt die Leistung der transmittierten Elektro-

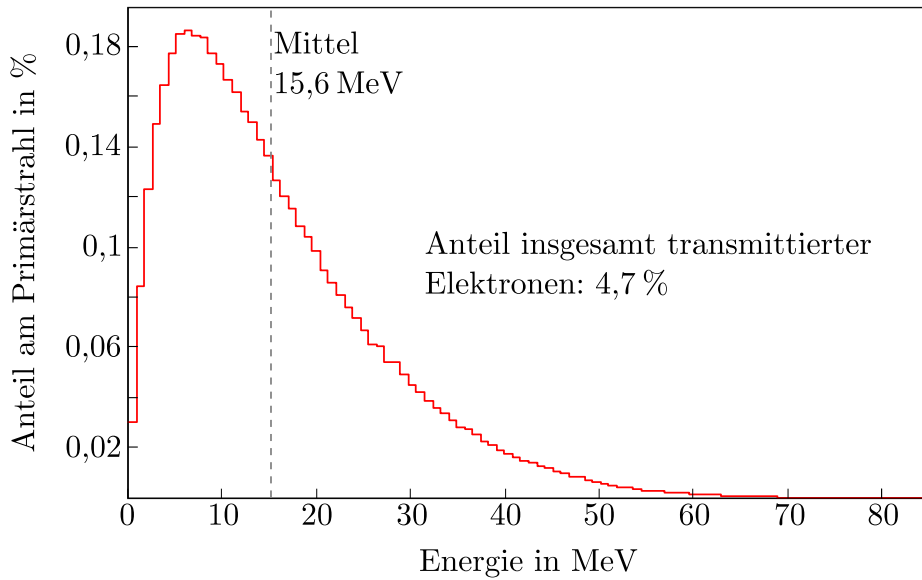


Abb. 5.6: Energieverteilung der Elektronen, die an der Rückseite eines Kupferblocks der Länge 32 mm austreten (GEANT4-Simulation). Die Ordinate zeigt den Anteil am Primärstrahl. In grau ist der Energiemittelwert eingezeichnet.

nen bei etwa 14,7 W (entspricht 0,56 % der gesamten Strahlleistung) die nicht in den gekühlten Scraperbacken deponiert wird. Dieser Energieeintrag stellt keine Gefährdung für das Vakuumsystem dar.

Würden die Scraperbacken als einfache Quader in den Strahl gefahren, so würde die Kante, die dem Strahlschwerpunkt am nächsten ist, einen großen Wärmeeintrag auf einer sehr kleinen Fläche erhalten. In thermischen Simulationen mit CST MULTIPHYSICS STUDIO [49] hat sich gezeigt, dass es nötig ist, eine derartige Konzentration des Wärmeeintrags zu vermeiden, um eine punktuelle Erwärmung des Materials zu verhindern. Die Anbringung einer leichten Schräge kann deshalb dazu genutzt werden, um den Wärmeeintrag des gestoppten Elektronenstrahls auf eine größere Fläche zu verteilen. Abbildung 5.7 zeigt schematisch die im Folgenden untersuchte Form für die Scraperbacken des Energiescrapers. Aus geometrischen Rahmenbedingungen ist die maximal mögliche Länge der gesamten Energiescraperbacke in Strahlrichtung auf 100 mm begrenzt. Die schräge Auftrefffläche kann somit etwa 68 mm lang gefertigt werden.

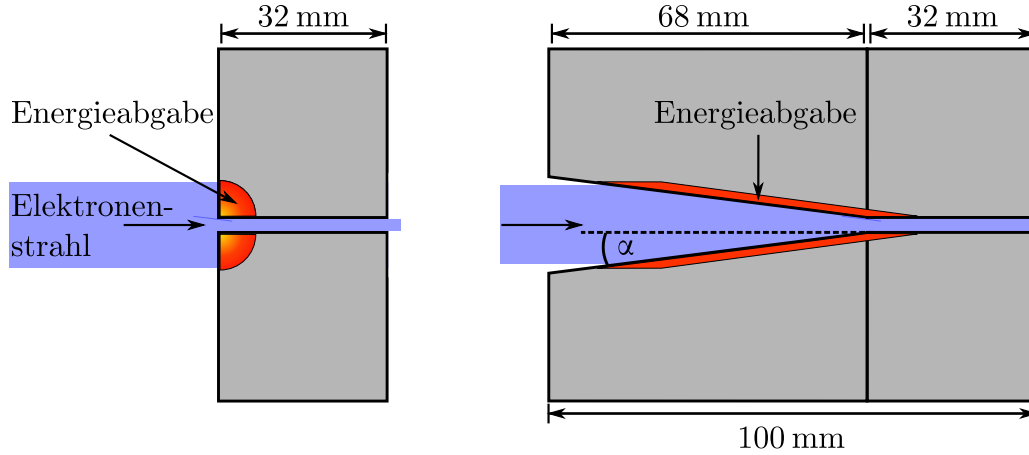


Abb. 5.7: Eine zusätzliche Auftrefffläche mit dem Winkel  $\alpha$  dient dazu, eine punktuelle Erwärmung der Scraperbacken zu vermeiden. Die Energieverteilung der Elektronen hinter dem Schlitz wurde für beide Varianten und verschiedene Winkel  $\alpha$  in Simulationen untersucht.

Um zu klären, ob die Anbringung einer solchen Schräge, zusätzlich zu dem Kupferblock, eine wesentliche Auswirkung auf die Elektronenverteilung hinter dem Scraperspalt hat, wurde der Scrapereinsatz simuliert. Der Elektronenstrahl mit  $E_{\text{kin}} = 130 \text{ MeV}$  und  $\sigma_x^1 = 1,1 \text{ mm}$  wurde zentral auf einen 1 mm breiten Spalt zwischen den Scraperbacken geschossen (die Strahlausdehnung ergibt sich für eine Energieunschärfe von  $5 \times 10^{-4}$  aus den Simulationen in Abschn. 5.1). Abbildung 5.8 zeigt die Energieverteilung der Elektronen hinter dem Scraperschlitze für verschiedene Schrägenwinkel  $\alpha$ .

Es ist die Untergrenze der Energieakzeptanz der anschließenden Strahlführung (weniger als 1 % [48]) markiert. Aus den Simulationen ergibt sich, dass durch kleine Schrägenwinkel mehr (leicht-) „gestörte“ Elektronen den Scraperspalt passieren können, die nur einen geringen Energieverlust erfahren haben und daher potentiell weitertransportiert werden. Für diese Betrachtung wurde die Winkelakzeptanz der weiteren Strahlführung außer acht gelassen, sodass dies eine konservative Abschätzung darstellt.

Innerhalb der Energieakzeptanz der Strahlführung passieren in der Simulation 18,05 % aller Primärteilchen den Scraper mit der Spaltbreite von 1 mm. Einen Vergleich des Anteils der „gestörten“ Elektronen an diesem weitertransportierten Strahl zeigt Tab. 5.1.

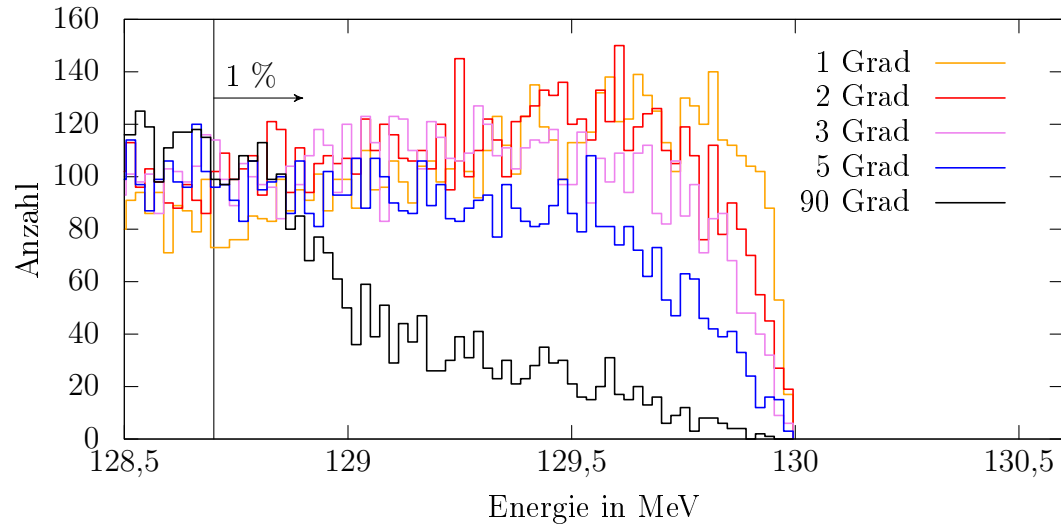


Abb. 5.8: Auswirkung der Scraperbackenform auf die Energieverteilung der Elektronen. Der Winkel  $\alpha$  der Schräge wurde variiert (für die Geometrie s. Abb. 5.7). Für  $\alpha = 90^\circ$  bestehen die Scraperbacken lediglich aus rechtwinkligen Kupferquadrern einer Länge von 32 mm.

Tab. 5.1: Anteil „gestörter“ Elektronen am Strahl

Schrägenwinkel in $^\circ$	Anteil in %
1	0,36
2	0,37
3	0,33
5	0,27
90	0,13

Die Simulationen haben zwar gezeigt, dass die Wahl einer schrägen Auftrefffläche dazu führt, dass der Anteil „gestörter“, aber weitertransportierter, Elektronen im Vergleich zu rechtwinkligen Scraperbacken zunimmt, relativ betrachtet ist dieser Anteil allerdings gering. Bei der Wahl eines Winkels  $\alpha$  wurden aus diesem Grund allein die thermischen Anforderungen beachtet (s. Abschn. 5.3).

Welchen Einfluss die „gestörten“ Elektronen auf die erreichbare Energieunschärfe und die Untergrundzählrate am Experiment haben, wie dies von der Spaltbreite

abhängt und inwieweit durch den Einsatz der folgenden Haloscraper eine Verbesserung erreicht werden kann, muss experimentell überprüft werden (s. Abschn. 8 und 10).

### 5.2.2 Elektronenverteilung hinter dem horizontalen Haloscraper

Einen Sonderfall stellen die Scrapperbacken des horizontalen Haloscrapers in der dritten Scrapperkammer dar. Aus geometrischen Einschränkungen folgt die reduzierte Materialstärke von nur 16 mm, eine Begründung dazu wird in Abschn. 6.2 gegeben. Aus dem gleichen Grund weisen die Scrapperbacken keine schräge Auftrefffläche auf. Die reduzierte Dicke des Materials führt dazu, dass 74,8 % eines Elektronenstrahls bei einer kinetischen Energie von 130 MeV an deren Rückseite austreten. Auch diese Elektronen weisen eine reduzierte Energie sowie große Winkeldivergenzen auf, sodass sie im folgenden Verlauf der Strahlführung verloren gehen. Die Energieverteilung ist analog zu Abb. 5.6 für diesen Fall reduzierter Materialstärke in Abb. 5.9 gezeigt. Wie in Abschn. 4.3 beschrieben wurde,

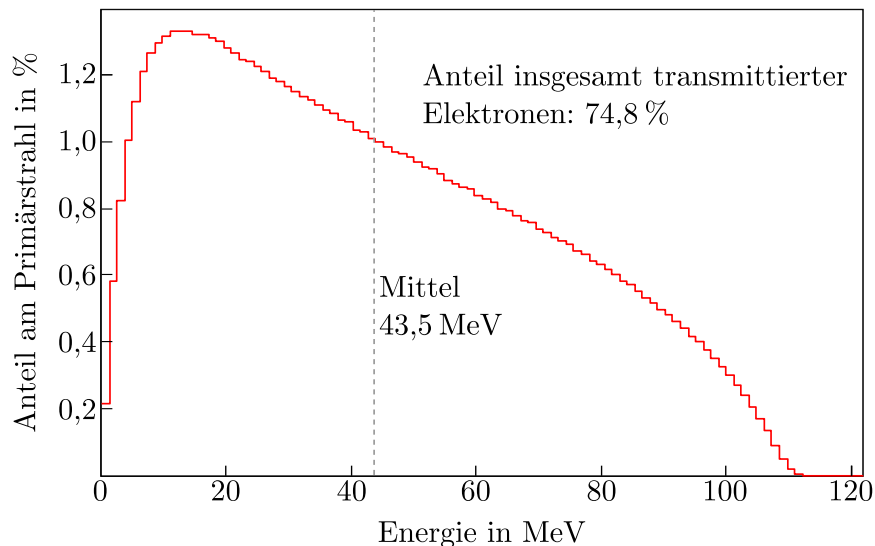


Abb. 5.9: Energieverteilung der Elektronen, die an der Rückseite eines Kupferblocks von 16 mm austreten (GEANT4-Simulation). Die Ordinate zeigt den Anteil am Primärstrahl. In grau ist der Energiemittelwert eingezeichnet.

werden die Haloscrapers ausschließlich für die wenig intensiven Randbereiche des Strahls eingesetzt. Sowohl die Auslegung der Wasserkühlung (Abschn. 5.3), als auch der Abschirmung (Kap. 7) wurden für 1 % der maximalen Strahlleistung (130 MeV, 20  $\mu$ A) durchgeführt. Dies entspricht einem Wärmeeintrag von 26 W. Für diesen Fall lässt sich analog zur Betrachtung der Energiescraperbacken der Teil der Strahlleistung berechnen, der nicht durch die Kühlung der Backen abgeführt wird, sondern im folgenden Abschnitt in den Strahlrohrwänden deponiert wird. Für 74,8 % der Elektronen bei einer mittleren Energie von 43,5 MeV sind dies 25 % von 26 W, also etwa 7 W.

### 5.3 Auslegung der Wasserkühlung

Zur Schilderung der Temperaturberechnungen muss in diesem Abschnitt der ausführlichen Erläuterung der finalen Konstruktion des Energiescrapers in Kap. 6 teilweise vorgegriffen werden, indem hier bereits die Energiescraperbacke vorgestellt wird.

Um die Strahlleistung auf einen breiten Bereich der Kupferfläche zu verteilen, werden die Scrapperbacken mit einer schrägen Auftrefffläche versehen. Die Gesamtlänge der Energiescraperbacke ist aus Gründen der Montierbarkeit auf 100 mm zu begrenzen. Der zusätzliche schräge Bereich hat somit eine Länge von 68 mm. Die erwartete Strahlbreite von  $\sigma_x^1 = 1,1$  mm bei einer, am S-DALINAC typischen Energieunschärfe von 0,05 %, könnte bei einem Schrägenwinkel von  $1^\circ$  auf der gesamten Länge verteilt werden. Aus fertigungstechnischen Gründen wurde ein Winkel von  $3^\circ$  gewählt. Dies ermöglicht es, eine Strahlbreite von  $\sigma_x^1 = 3,6$  mm zu verteilen, was einer Energieunschärfe von etwa 0,16 % entspricht.

Um eine möglichst gleichmäßige Kühlung der Kupferbacke zu erreichen, wurden 32 Kühlwasserbohrungen eingebracht, wie Abb. 5.10 zeigt. In den folgenden Berechnungen und Simulationen wurde untersucht, welche Temperaturverteilung sich bei Dauerbetrieb und maximaler Strahlleistung einstellt. Der Innendurchmesser der Zu- und Rückleitung beträgt 20 mm. Dies erlaubt einen Wasserdurchsatz von 10 l/min bei einem Druckverlust von 3 mbar/m. Eine Querschnittverengung in der Scrapperbacke würde zu einem höheren Druck im System führen, falls der

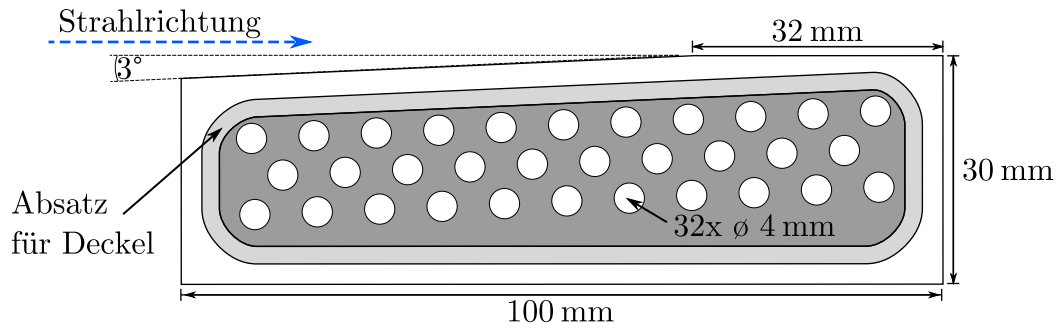


Abb. 5.10: Seitenansicht einer Energiescraperbacke. Die Backe hat eine Gesamtlänge von 100 mm, der Strahl trifft auf eine schräge Fläche unter einem Winkel von  $3^\circ$  auf, wodurch die deponierte Wärmeleistung verteilt wird. Durch die Backe gehen 32 Kühlwasserbohrungen mit einem Durchmesser von 4 mm. Der angedeutete Absatz dient dazu, die Deckel einzusetzen, die mit der Backe verlötet werden.

gleiche Wasserdurchsatz erreicht werden soll. Da die Scraperbacke an beiden Seiten großflächig durch eingelötete Platten verschlossen ist, wurde entschieden, den Druck im System so gering wie möglich zu halten. Der Durchmesser der Bohrungen in der Scraperbacke wurde mit 4 mm so gewählt, dass die summierte Querschnittsfläche ( $400 \text{ mm}^2$ ) etwas größer ist, als die von Vor- und Rücklaufleitung ( $314 \text{ mm}^2$ ).

Zur Feststellung der maximal zu erwartenden Oberflächentemperatur der Scraperbacke wird im Folgenden der Fall betrachtet, dass ein Strahl mit  $20 \mu\text{A}$  und  $130 \text{ MeV}$  in nur einer Scraperbacke vollständig deponiert wird. Dies entspricht den Maximalparametern des extrahierten Elektronenstrahls des S-DALINAC. Die eingebrachte Leistung beträgt somit maximal  $2600 \text{ W}$ . Eine stationäre Temperaturverteilung stellt sich ein, sobald die Wasserkühlung diese Leistung abführt. Die pro Sekunde abgeleitete Wärmemenge kann mittels der spezifischen Wärmekapazität von Wasser, der Durchflussgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz zwischen Vor- und Rücklauf berechnet werden. Für einen Kühlwasserdurchfluss von  $101/\text{min}$  ergibt sich eine Temperaturdifferenz von  $3,7 \text{ K}$ .

Der Elektronenstrahl deponiert seine Energie nicht direkt im Kühlwasser, sondern im Material der Kupferbacken. Über Wärmeleitung gibt das Kupfer die Leistung an das Wasser ab. Um zu ermitteln, welche stationäre Temperaturverteilung sich auf der Oberfläche der Kupferbacke an der Seite, auf der der Strahl

auftrifft, einstellt, wurden Simulationen mit CST MULTIPHYSICS STUDIO [49] durchgeführt. Simuliert wurde mit einer Kühlwassertemperatur von 290 K. Abbildung 5.11 zeigt das Ergebnis für die verwendete Scraperbackengeometrie, bei einer Strahlleistung von 2600 W sowie einer Strahlgröße von  $\sigma_x^1 = 1,1$  mm und  $\sigma_y^1 = 0,1$  mm. Diese Strahlausdehnungen stammen aus einer XBEAM Simulation für einen Strahl mit einer Energieunschärfe von 0,05 % (s. Abb. 5.4). Von Interesse sind sowohl die Maximaltemperatur als auch die Temperaturgradienten an den Stellen der Lötung. Die Schmelztemperatur von Kupfer beträgt etwa 1350 K, die des Silberlots etwa 900 K. Es ist zu erkennen, dass das Temperaturmaximum weit unterhalb der Schmelztemperatur liegt. Außerdem hält die homogene Kühlung der Backe Temperaturgefälle von den Lötstellen fern, wodurch sichergestellt ist, dass die Dichtheit nicht durch mechanische Spannungen beeinträchtigt wird. Da die tatsächliche Strahlgröße von der Strahldynamiksimulation abweicht,

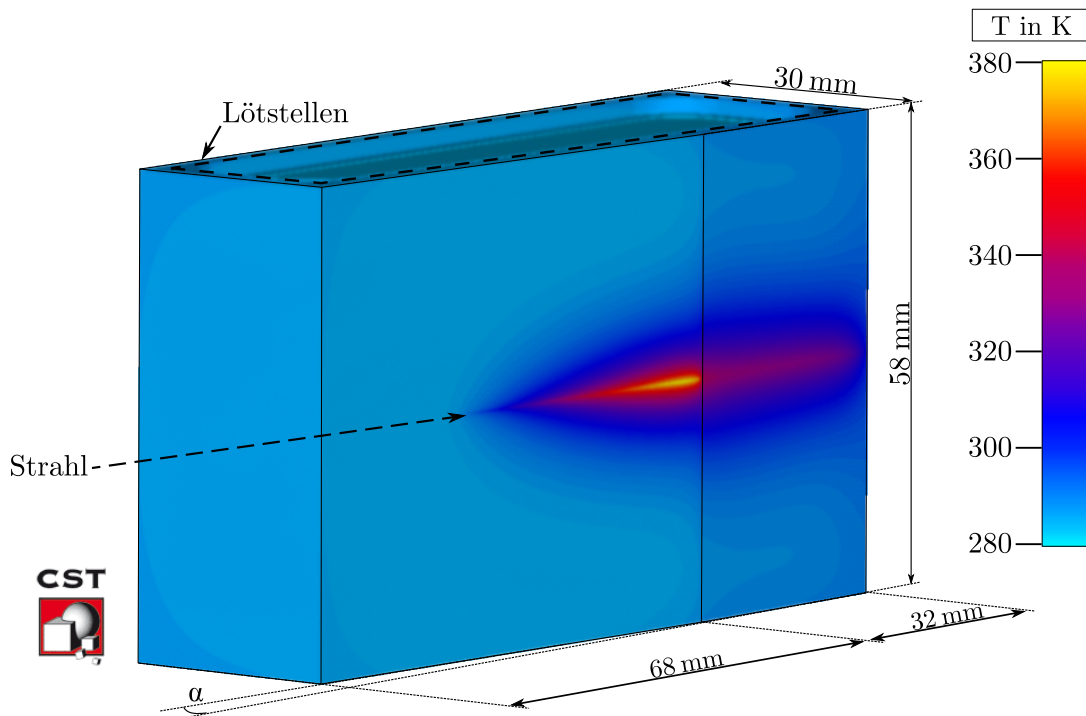


Abb. 5.11: Temperaturverteilung für eine Strahlleistung von 2600 W bei den Strahlparametern: 130 MeV, 20  $\mu$ A,  $\sigma_x^1 = 1,1$  mm und  $\sigma_y^1 = 0,1$  mm. Die höchste Temperatur beträgt 380 K. An den Lötstellen (oben und unten) sind keine Temperaturgradienten erkennbar. Simulation und Grafik (modifiziert) erstellt mit CST [49].



chen kann, wurde eine Reihe dieser Simulationen für verschiedene Strahlgrößen durchgeführt. Der Graph in Abb. 5.12 zeigt die Maximaltemperatur für die Variation von  $\sigma_x^1$  zwischen 4 mm und 0,1 mm. Bei keiner dieser Strahlausdehnungen wird eine Temperatur von 500 K überschritten. Hinsichtlich der kritischen Tem-

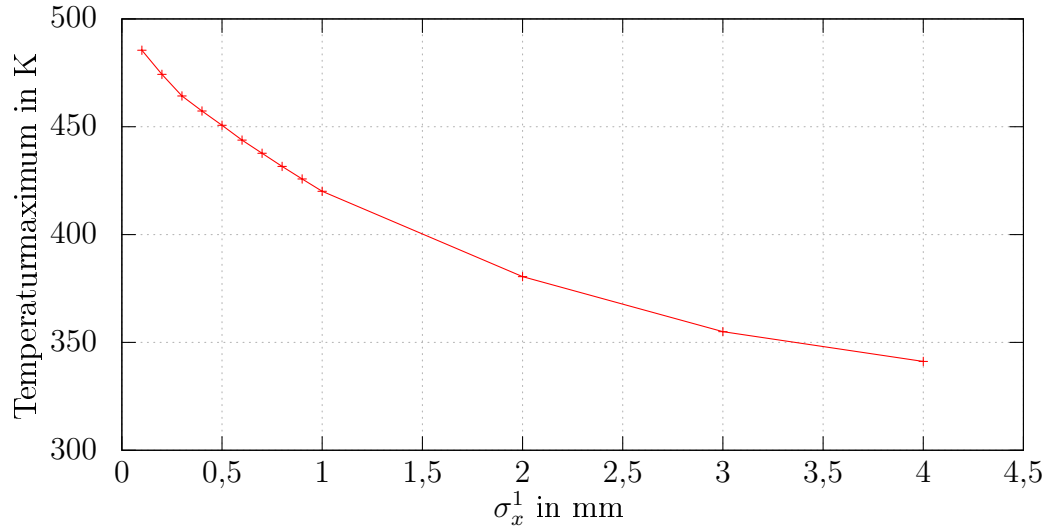


Abb. 5.12: Maximaltemperatur auf der Energiescraperbacke bei Beschuss durch 2600 W Strahlleistung und für eine vertikale Strahlausdehnung von  $\sigma_y^1 = 0,1$  mm sowie verschiedene horizontale Strahlgrößen  $\sigma_x^1$ .

peraturen für die Lötungen und die Kupferbacke selbst, stellen die errechneten Temperaturen keine Gefahr dar. Da allerdings die Temperaturerhöhung zu einer starken Zunahme der Ausgasrate führt, sind die Ergebnisse dieser Simulationen wichtige Eingangsparameter für die folgende Auslegung des Vakuumsystems.

Analoge Betrachtungen der Maximaltemperatur wurden für die Haloscraperbacken durchgeführt. Abbildung 5.13 zeigt, dass eine erhöhte deponierte Strahlleistung z.B. durch eine Fehlpositionierung der Scraperbacken nahezu bis zur maximalen Strahlleistung ohne Gefährdung der Scraperbacken toleriert wird. Dennoch ist eine Temperaturüberwachung wie auch ein Durchflusswächter für das Kühlwasser aller Scraperbacken vonnöten, damit die Funktion der Kühlung während des Strahlbetriebs überwacht werden kann.

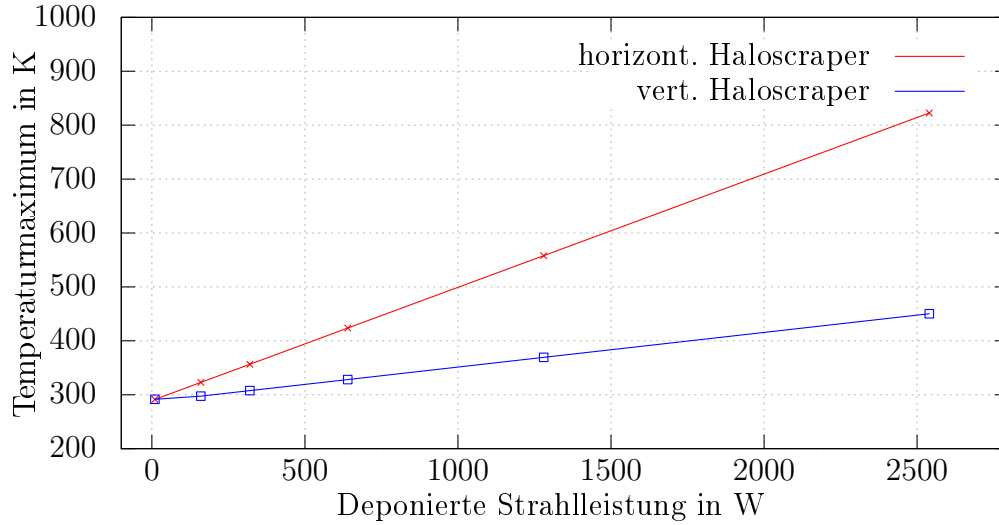


Abb. 5.13: Maximaltemperaturen der Haloscraeper bei einem Wärmeeintrag bis zur maximalen Strahlleistung. Die beiden Scraeperbacken unterscheiden sich in ihrer Geometrie, der horizontale Haloscraeper ist kleiner und weist keine schräge Auftrefffläche auf.

## 5.4 Auslegung des Vakuumsystems

Der alte Strahlführungsabschnitt, der im Zuge dieser Arbeit ersetzt wurde, wies an zwei Stellen Turbomolekularpumpen mit einer Saugleistung von jeweils 100 l/s auf. Um ebenfalls für das neue System sicherstellen zu können, dass der erreichbare Enddruck den Anforderungen entspricht, wurden Rechnungen angestellt, um die Dimensionierung der Pumpen und deren Positionierung zu prüfen. Möglichkeiten zur Installation der Pumpen bestehen aufgrund der vorliegenden Platzverhältnisse ausschließlich an den Scraeperkammern und an einer weiteren Kammer am Ende des Systems. Einen Überblick des Vakuumsystems zeigt Abb. 5.14.

An der dritten Scraeperkammer ist wegen der dort vorgesehenen Kombination aus vertikalem und horizontalem Haloscraeper kein Anschluss einer Pumpe möglich. Entlang der bisherigen Extraktionsstrahlführung des S-DALINAC gilt als Druckobergrenze ein Wert von  $5 \times 10^{-6}$  mbar. Aus diesem Grund wurde die Auslegung des Vakuumsystems mit dieser Obergrenze durchgeführt. Für den Aufbau des Systems standen die zwei vorhandenen Turbomolekularpumpen mit einem Saugvermögen von jeweils 100 l/s zur Verfügung, eine dritte Pumpe wurde durch diese

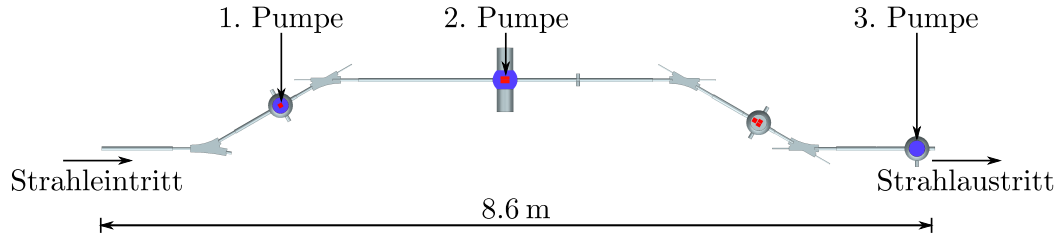


Abb. 5.14: Draufsicht des Vakuumsystems. Abgebildet ist die simulierte Geometrie bestehend aus den drei Scraperkammern mit den Scraperbacken (rot) sowie der vierten Vakuumkammer am Ende des Systems, den Strahlrohren und Magnetkammern.

Rechnungen spezifiziert. Da an der dritten Kammer keine Pumpe installiert werden kann, sollen die Rechnungen klären, ob die dort abgegebene Gasmenge hinreichend gut zu den benachbarten Kammern abgeführt wird und welcher Enddruck sich in dieser Kammer einstellt. Die zwei vorhandenen Turbomolekularpumpen wurden an der ersten und der letzten Kammer des Systems positioniert. Die zu spezifizierende Pumpe wurde für die Simulation an der Energiescraperkammer vorgesehen, da diese das größte Volumen aufweist. Dabei wurde das Saugvermögen dieser Pumpe variiert und der maximale Druck betrachtet.

Die Berechnung des sich einstellenden Enddrucks für verschiedene Konfigurationen des Vakuumsystems erfolgte mit MOLFLOW [50]. MOLFLOW berechnet mittels Monte-Carlo-Methoden die sich einstellende statische Druckverteilung bei gegebener Geometrie, Pumpleistung und Ausgasrate der verwendeten Materialien und Oberflächen. Da besonders die Vakuumkammern der Magnetschikane und diverse Querschnittänderungen entlang der Strahlführung das longitudinale Druckprofil beeinflussen (statistische Gasausbreitung), wurde die exakte Geometrie über einen Austausch zwischen der verwendeten CAD Software NX [51] und MOLFLOW übertragen.

Da es sich bei dem simulierten Abschnitt nur um einen Ausschnitt eines zusammenhängenden Vakuumsystems handelt, müssen die Anfangs- bzw. Endöffnung ebenfalls besonders beachtet werden. Sowie vor als auch nach dem System schließen sich ähnliche Abschnitte an, die in vergleichbarem Abstand wiederum Pumpen enthalten. Aus diesem Grund kann angenommen werden, dass sich an den zwei Öffnungen ein Gleichgewicht aus Teilchen, die das System verlassen und

solchen, die hereinkommen einstellt. Die entsprechenden Kreisflächen wurden deshalb als vollständig reflektierend angenommen.

Alle Oberflächen wurden mit ihren jeweiligen spezifischen Ausgasraten, die in Tab. 4.1 (S. 24) aufgeführt sind, definiert. Da eine Erwärmung der Kupferbacken zur Steigerung der Ausgasrate führt (siehe Abschn. 4.4), wurde jeweils eine Simulation bei 293 K und eine Simulation bei einer Temperatur der Kupferbacken von 400 K durchgeführt. Diese Maximaltemperatur stammt aus der thermischen Simulation für die erwartete Strahlgröße ( $\sigma_x^1 = 1,1 \text{ mm}$  und  $\sigma_y^1 = 0,1 \text{ mm}$  bei maximaler Strahlleistung 2600 W). Dabei wurde die in Abb. 5.11 gezeigte Temperaturverteilung bewusst überschätzt, indem die gesamte Innenfläche der Energiescraperbacken mit einer Temperatur von 400 K angenommen wurde. Nach Gl. (4.9) berechnet sich mit der Aktivierungsenergie  $E_a = 0,39 \text{ eV}$  in Kupfer [40] die Ausgasrate  $q(T)$ . Zur Skalierung der verwendeten Ausgasrate aus den Literaturangaben wurde das Verhältnis  $\frac{q(400 \text{ K})}{q(293 \text{ K})} \approx 44$  verwendet. Die Innenfläche der Kupferbacken des Energiescrapers wurden deshalb mit einer Ausgasrate von  $44 \times 6,7 \times 10^{-9} \text{ mbar l/(s cm}^2\text{)} = 2,9 \times 10^{-7} \text{ mbar l/(s cm}^2\text{)}$  belegt.

Im Gegensatz zum Energiescraper ist ein derartiger Einsatz der Haloscraper, der zu einer deutlichen Erwärmung führen würde, im Regelbetrieb nicht vorgesehen (siehe Abschn. 5.3). Die Simulationen der Haloscraper ergaben für den Regelbetrieb bei bis zu 1 % der maximalen Strahlleistung eine Erwärmung um weniger als 10 K. Eine potentielle Erhöhung der Ausgasrate der Scraperbacken wurde aus diesem Grund mit einem Faktor 10 konservativ abgeschätzt.

Um das benötigte Saugvermögen der zu spezifizierenden Pumpe am Ort des Energiescrapers herauszufinden, wurde zunächst das Maximum des Enddrucks in der Mitte der Energiescraperkammer und in der Mitte der zweiten Haloscraperkammer betrachtet. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.15 aufgetragen. Die Ergebnisse der Simulation zeigen einen starken Einfluss des Saugvermögens der Pumpe bis zu einem Wert von 300 l/s. Ein höheres Saugvermögen dieser Pumpe zeigt wenig Einfluss auf den Enddruck in der zweiten Haloscraperkammer. Aus diesem Grund wurde eine kommerziell verfügbare Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von 360 l/s gewählt.

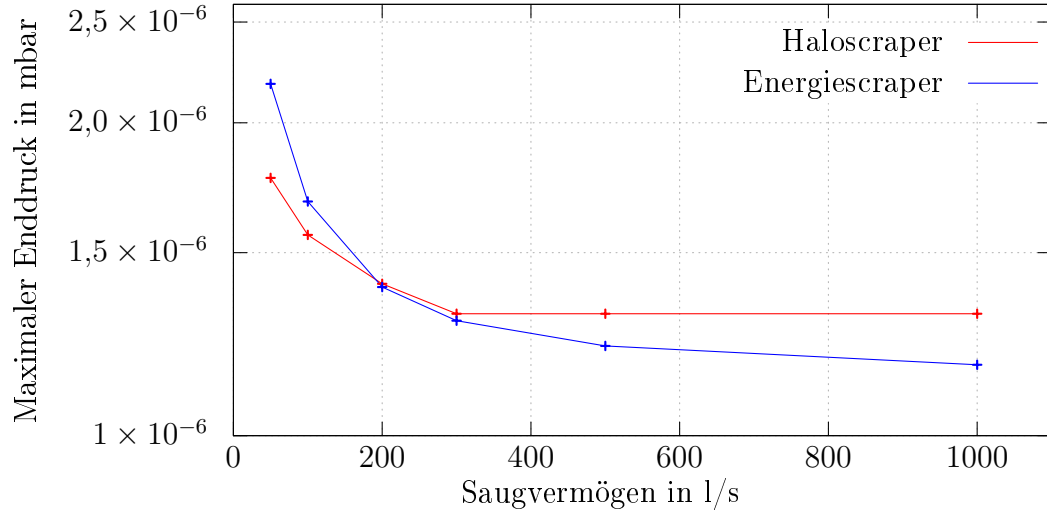


Abb. 5.15: Maximaler Wert des erreichten Enddrucks am Ort des Energiescrapers und in der zweiten Haloscraperkammer in Abhängigkeit der Saugleistung der am Ort des Energiescrapers installierten Pumpe. Simulation erstellt mit MOLFLOW [50].

Die Simulation des Vakuumsystems für die finale Dimensionierung und Positionierung der Pumpen ergibt das in Abb. 5.16 gezeigte Druckprofil. Die erkennbaren Peaks an den Positionen der Scraperbacken erklären sich durch deren erhöhte Ausgasrate sowie den Spalt der jeweils durch die beiden gegenüberliegenden Scraperbacken geformt wird (in dieser Simulation 1 mm) und damit die Bewegung der abgegebenen Moleküle stark einschränkt. Die Grafik zeigt auch, dass eine weitere Pumpe an der dritten Kammer nötig wäre, um den Verlauf des Drucks entlang der Strahlführung zu homogenisieren. Im finalen System, wie es in der Simulation zu Abb. 5.16 aufgebaut ist, herrscht auch ohne diese Pumpe an keiner Position ein Enddruck über  $5 \times 10^{-6}$  mbar. Für die Entwicklung der Scraperkammern, insbesondere für die dritte Scraperkammer, ist somit bestätigt, welche Anschlüsse verwendet werden können, bzw. welche für Pumpen vorgesehen werden müssen. Unter diesen Rahmenbedingungen wurden die Aufbauten entwickelt, die im folgenden Kap. 6 vorgestellt werden.

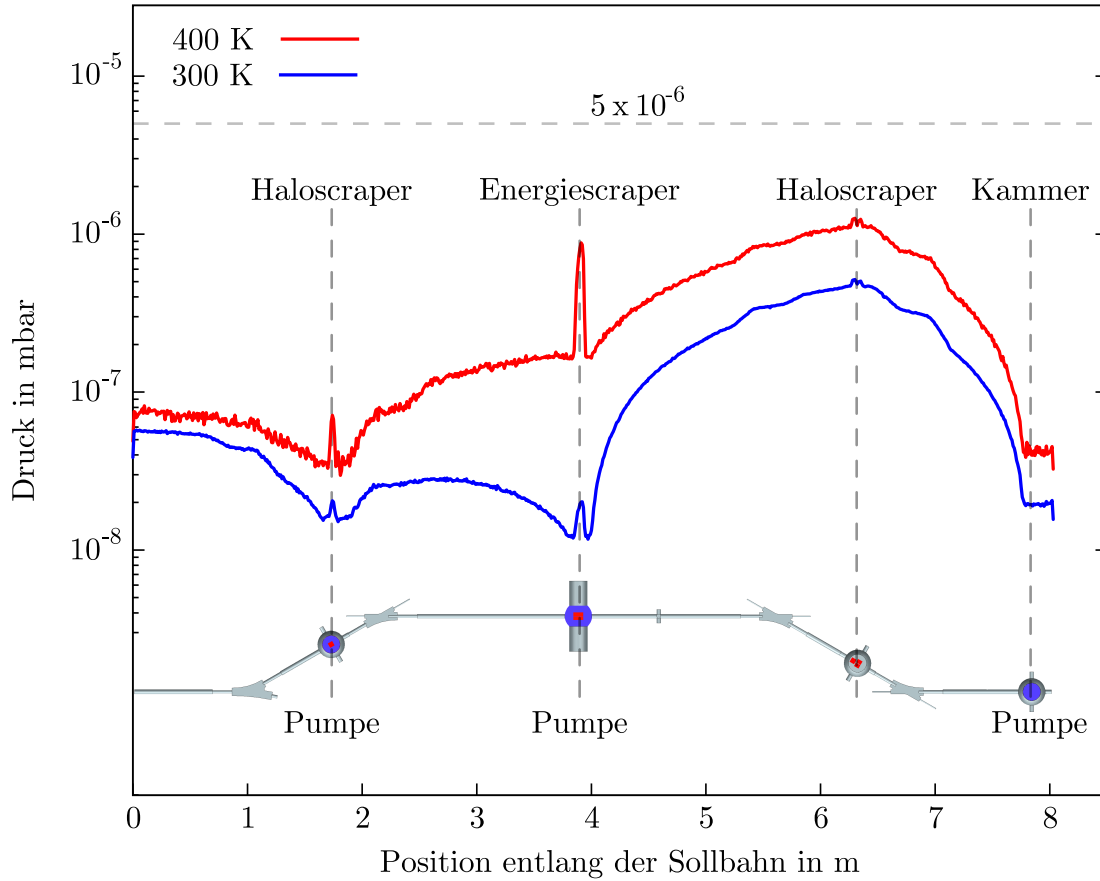


Abb. 5.16: Simulierte Druckverteilung entlang der entwickelten Strahlführung. Der blaue Graph ergibt sich für Scraperbacken ohne strahlinduzierte Erwärmung. Der rote Verlauf zeigt das Simulationsergebnis für die maximal erwartete Temperatur. Die graue gestrichelte Linie gibt die gesetzte Obergrenze von  $5 \times 10^{-6}$  mbar an. Die Positionen der Scraperkammern und der Pumpen sind durch gestrichelte Linien in grau erkennbar. Simulation erstellt mit MOLFLOW [50].

## 6 Entwicklung der Scraperkammern

Im Anschluss an die strahldynamische Auslegung des Systems wurden auf Grundlage der zur Verfügung stehenden Platzverhältnisse drei Scraperkammern entwickelt. Dieses Kapitel widmet sich den spezifischen Anforderungen an die Kammer, wobei die Randbedingungen ebenfalls aus den Vakuumsimulationen (s. Abschn. 4.4) stammen und schildert die konstruktiven Lösungen. Die CAD-Modelle sowie alle technischen Zeichnungen wurden dem Institut in digitaler Form bereitgestellt und sind zusätzlich in ausgedruckter Form im Archiv der Feinmechanikwerkstatt vorhanden.

### 6.1 Energiescraper

Der Energiescraper soll in der Mitte der Magnetschikane an der Position mit größter horizontaler Dispersion eingesetzt werden. Für die korrekte Funktionsweise des gesamten aufzubauenden Systems und damit für die angestrebten Verbesserungen der Strahlqualität vor den Hochenergieexperimenten ist die Konstruktion dieses Scrapers von zentraler Bedeutung. Aus diesem Grund werden alle wichtigen Aspekte im Folgenden ausführlich erläutert.

#### 6.1.1 Anforderungen

Die Anforderungen an diesen Aufbau sind vielseitig. Die Vakuumkammer muss für den Anschluss einer Turbomolekularpumpe geeignet und für den Solldruckbereich von  $< 5 \times 10^{-6}$  mbar ausgelegt sein. Zur Anpassung der Spaltbreite müssen beide Scraperbacken mit einer Genauigkeit unter 0,1 mm verfahrbar sein, wobei die jeweilige Einstellung mit großer Reproduzierbarkeit angefahren werden soll. Bei der Bewegung der Scraperbacken ist auf Vakuumdurchführungen, die für Leckagen anfällig sind, unbedingt zu verzichten. Es könnten spontan auftretende Lecks bzw. Vakuumeinbrüche den Kryostaten und damit die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen gefährden, bevor dazwischen liegende Ventile automatisch verschlossen werden. Aufgrund der kalten Oberflächen würden Gasmoleküle

an den Beschleunigungsstrukturen ausfrieren, was die maximal erreichbare Feldstärke infolge von frühzeitiger Feldemission herabsetzen würde. Ein Fortführen des Beschleunigerbetriebs wäre so nicht möglich und die Anlage müsste aufgewärmt werden. Um eine wichtige Rückmeldung für die Maschinendiagnose zu erhalten, soll der gestoppte Anteil des Elektronenstrahls auf den Backen gemessen werden. Der dort messbare Strom zeigt an, welchen Energieschwankungen der Strahl unterliegt und liefert dem Operateur eine zusätzliche Diagnosemöglichkeit auch im Hinblick auf weitere Optimierungen. Dazu sind die Backen sowohl vom Strahlrohr als auch voneinander elektrisch isoliert zu installieren.

Da der Scraper für den Experimentierbetrieb im Dauereinsatz bei maximal möglichen Strahlströmen von bis zu  $20\text{ }\mu\text{A}$  verwendet werden soll, muss zudem gewährleistet sein, dass der Wärmeeintrag durch eine entsprechende Kühlung abgeführt wird. Diese Komponente des Designs wurde bereits in Abschn. 5.3 beschrieben.

### **6.1.2 Konstruktion**

Die Bewegung der Scraperbacken kann bei großer Sicherheit gegen spontane Vakuumlecks durch einen Membranbalg ermöglicht werden, der als handelsübliche Komponente erhältlich ist und in seinem Bewegungsbereich für 10 000 Zyklen spezifiziert wird (Anhang A.3). Für eine elektrisch isolierte Bewegung und Führung der Scraperbacken gäbe es zwei Möglichkeiten, die sich in der Position des Membranbalgs und des Isolators unterscheiden. Sie sind in Abb. 6.1 und 6.2 gegenübergestellt. Bei Variante A werden vergleichsweise kleine Isolatoren verwendet, deren Anschaffungskosten aus diesem Grund geringer sind, als die von großen Isolatoren (wie in Variante B).



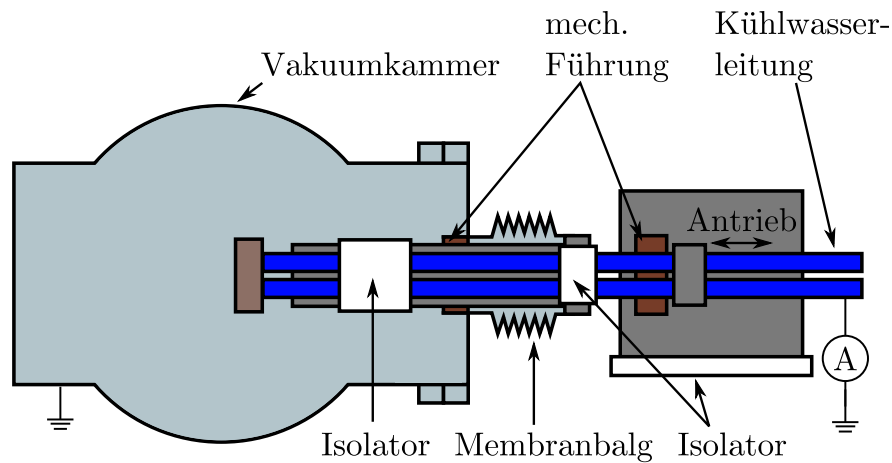


Abb. 6.1: Mögliche Geometrie der Energiescraperkammer beim Einsatz kleiner Isolatoren: Variante A

In Abb. 6.1 (Variante A) ist die Scraperbacke an einem Isolator befestigt, die Kühlwasserleitungen werden isoliert nach außen geführt. Der ebenfalls isolierte Antrieb bewegt die Kühlwasserleitungen entlang einer äußeren Führung, die gewährleisten muss, dass sich die Scraperbacke ausschließlich entlang der vorgesehenen Achse bewegt. Die Kühlwasserleitungen müssen vakuumdicht in einen Isolator eingelötet werden, der zweite Isolator muss ebenfalls verschweißt werden. Äußere und innere Führung sind nicht starr miteinander verbunden. Der Antrieb zieht indirekt an der gesamten Kammer und kann diese dejustieren.

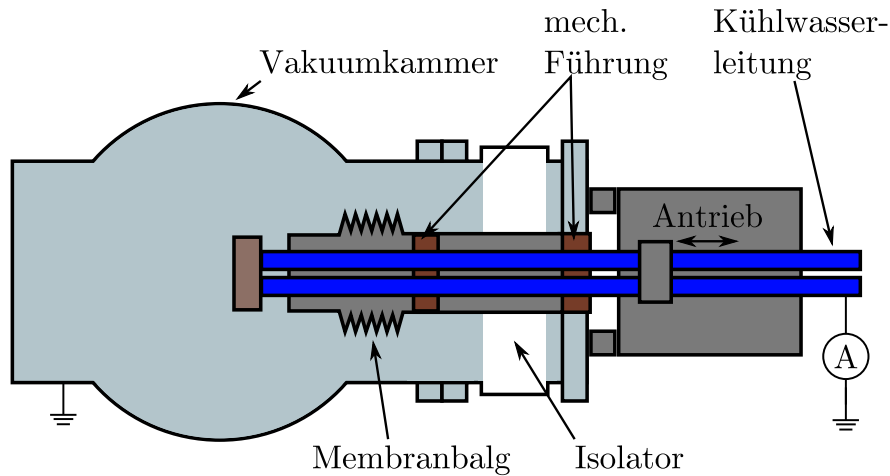


Abb. 6.2: Mögliche Geometrie der Energiescraperkammer beim Einsatz eines großen Isolators: Variante B

Variante B (Abb. 6.2) bietet hingegen viele Vorteile, wobei der innenliegende Membranbalg den wichtigsten Unterschied darstellt. Der Antrieb zusammen mit der Scraperbacke und den Führungen ist ein zusammenhängender Aufbau der durch einen großen Isolator mit der Kammer verbunden ist. Für den großen Isolator gibt es kommerziell erhältliche Standardteile. Durch die fixe Verbindung mit der Kammer kann der Antrieb diese nicht dejustieren. Beide Führungspunkte sind fix miteinander verbunden. Aufgrund der beschriebenen Vorteile wurde Variante B gewählt, die im Folgenden näher erläutert wird.

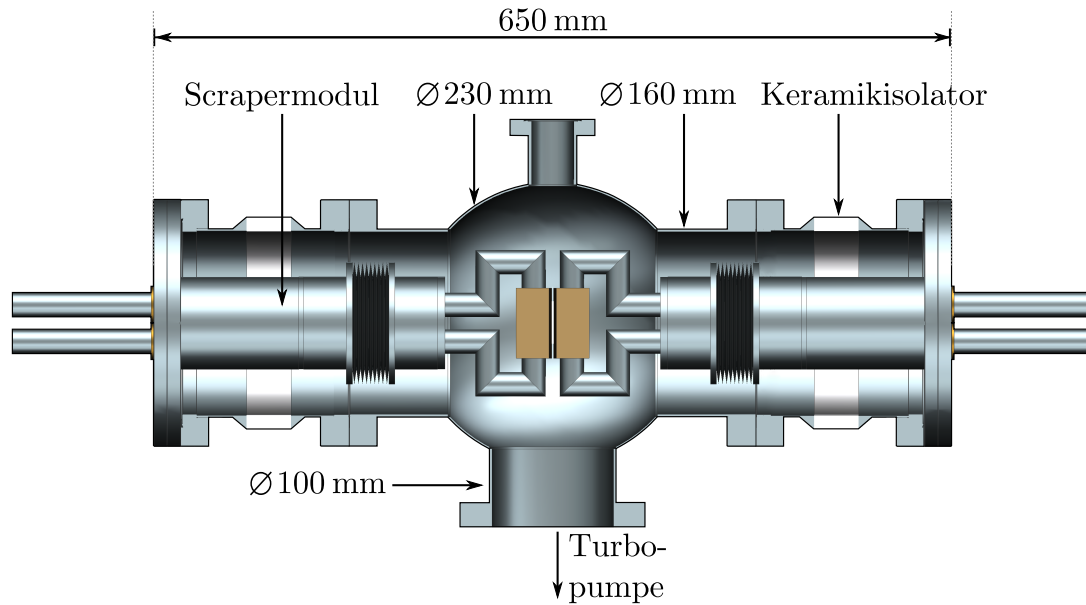


Abb. 6.3: Modell der Energiescraperkammer. Die Kammer und die beiden Isolierrohre wurden als Schnittansicht dargestellt, um die innenliegenden Komponenten zu zeigen. Die Scrapermodule sind durch die Verbindung mit dem Isolierrohr und der Kammer optimal ausgerichtet. An der Unterseite der Kammer kann die Pumpe angeschlossen werden.

Abbildung 6.3 zeigt ein CAD Modell der finalen Energiescraperkammer. Bei der Kugelkammer handelt es sich um eine Vakuumkammer mit einem Durchmesser von 230 mm. Diese weist zwei Anschlüsse zu beiden Seiten mit einem Innendurchmesser von 160 mm sowie einen Anschluss an der Unterseite mit einem Innendurchmesser von 100 mm auf. Die gegenüberliegenden 160 mm-Anschlüsse sind mit jeweils einem Isolatorrohr verbunden. Die elektrische Isolation beider Seiten geschieht durch eine Aluminiumoxidkeramik, die durch Reduktionsverfahren mit den Rohrenden verschweißt wurde. Diese Verbindung weist eine sehr hohe Belastbarkeit auf [52]. Aus diesem Grund kann das in die Kammer frei hineinragende Scrapermodul ohne weitere Abstützung gehalten werden. An der Unterseite wird die Turbomolekularpumpe, die in Abschn. 5.4 spezifiziert wurde, angeschlossen. Der Strahlein- und -austritt erfolgt durch zwei Rohrverbindungen mit dem am S-DALINAC üblichen Strahlrohrdurchmesser von 35 mm. Abbildung 6.4 zeigt den in die Kammer hineinragenden Aufbau. Dieser besteht aus dem Endflansch, dem Führungsrohr, dem Membranbalg und der Scraperbacke. Diese wird an ihren Kühlwasserleitungen gehalten. Mit diesen Rohren wird ebenfalls die Spalt-

breite eingestellt, wobei der Membranbalg eine Bewegung von 41 mm ermöglicht. Im Inneren des Führungsrohrs sowie im Endflansch befinden sich jeweils zwei Messing-Gleitlager, die eine lineare Bewegung der Scraperbacke sicherstellen.

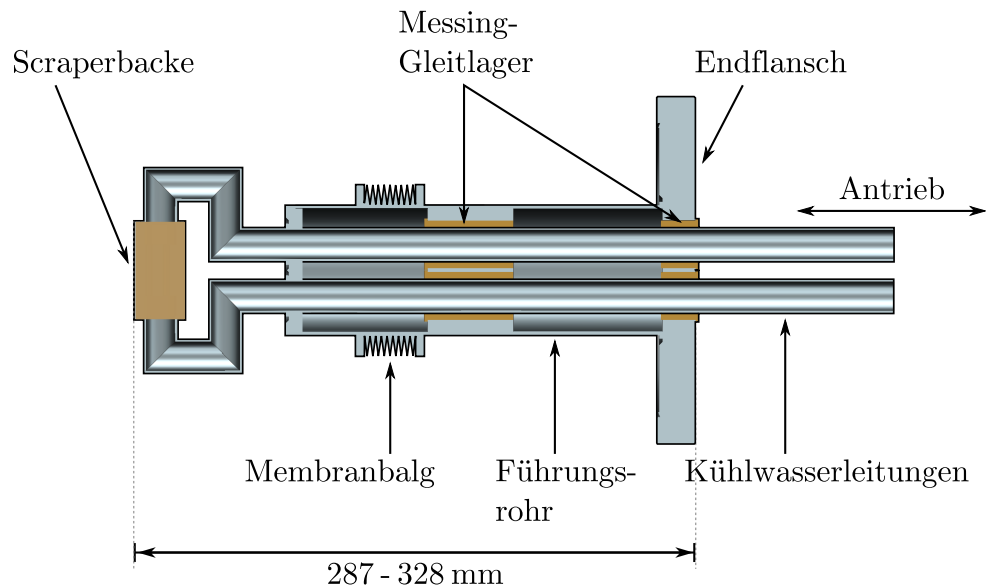


Abb. 6.4: Schnittansicht eines Energiescrapermoduls. Die Scraperbacke wird an ihren Kühlwasserrohren gehalten und bewegt. Diese Rohre werden in Gleitlagern aus Messing geführt. Der Membranbalg ermöglicht eine Bewegung von 41 mm.

### 6.1.3 Antrieb

Die starre Verbindung der elektrisch isolierten Scraperbacke mit der Kammer und die integrierte Führung garantieren eine exakte Ausrichtung beider Scraperbacken zueinander und zur Strahlachse. Die eigentliche Bewegung der Scraperbacke bewerkstelligt ein kompakter Scherenheberantrieb, der beidseitig auf den Endflanschen montiert ist. Aufgrund des Druckunterschieds errechnet sich mit der Querschnittfläche des Membranbalgs eine Zugkraft von 605 N. Der Antrieb soll zum einen die nötige Zugkraft aufbringen und zum anderen sollte eine Abschaltung bzw. der Ausfall der Motoren keine Positionsänderung nach sich ziehen. Durch die Übersetzung der Zugkraft auf eine Drehbewegung der senkrechten Gewindespindel kann diese Positionsstabilität bei gleichzeitig enormer Zugkraft gewährleistet werden. Ein Schrittmotor kann über ein zweistufiges Planetengetriebe

die Gewindespindel drehen. Der Motor inklusive Getriebe ist somit in der Lage ein maximales Drehmoment von 30 Nm aufzubringen. Durch die Getriebeübersetzung von 15:1 sowie die feinteilige Schrittweite des Motors von  $0,12^\circ/\text{Schritt}$  kann die Gewindespindel in Schritten von  $0,008^\circ$  gedreht werden. Der in Abb. 6.5 gezeigte Scherenhebermechanismus übersetzt diese Drehung nicht-linear in die horizontale Bewegung der Scraperbacke. Nach innen und außen sind beide Antriebe durch Endschalter abgesichert, um Kollisionen der Backen zu vermeiden. Entsprechend der Geometrie des Scherenhebers ergibt sich folgender Zusammen-

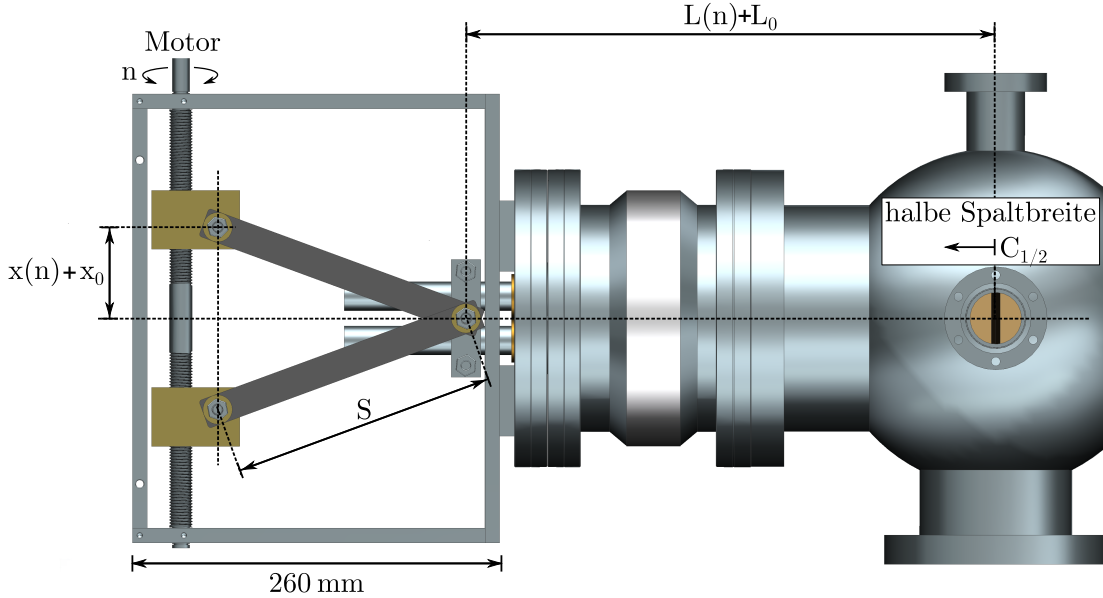


Abb. 6.5: Modellansicht des Antriebs. Die Position der Scraperbacke und somit die eingestellte Spaltbreite berechnet sich aus der Umdrehungszahl der Motorwelle, der Gewindesteigung und den Fixgrößen  $x_0$ ,  $L_0$  und  $S$ .

hang für die Berechnung des Abstands der Scraperbacke von der Scrapermitte in Abhängigkeit von der Schrittzahl  $n$  des Schrittmotors, wobei die Größen  $S$ ,  $L_0$ ,  $x_0$  und  $x_n$  wie in Abb. 6.5 definiert sind.

$$C_{1/2}(n) = L_0 - \sqrt{S^2 - \left(n \cdot \frac{dx}{dn} + x_0\right)^2} \quad (6.1)$$

Im Anhang (A.4) findet sich eine Tabelle zur durchgeführten Kalibrierungsfahrt. Die Ergebnisse für die fixen Parameter  $L_0$  und  $x_0$  in Gl. (6.1) sind für die linke und rechte Energiescraperbacke in Tab. 6.1 aufgeführt.

Tab. 6.1: Aus einer Anpassung der Gl. (6.1) an die Kalibrierungsfahrt erhaltene Parameter.

Bezeichnung	$L_0$	$x_0$
Antrieb links	162,40(11) mm	107,60(7) mm
Antrieb rechts	161,30(5) mm	107,60(8) mm

Die resultierende Kennlinie des Antriebs für die rechte Seite des Energiescrapers ist beispielhaft in Abb. 6.6 gezeigt.

Die rechnerisch pro Schritt erreichbare Auflösung beträgt weniger als  $1\text{ }\mu\text{m}/\text{Schritt}$ . Aus der Funktionsanpassung an die Kalibrierungsfahrt folgt für die absolute Positionierung der linken Energiescraperbacke eine Ungenauigkeit von  $\pm 0,13\text{ mm}$  sowie für die rechte Energiescraperbacke  $\pm 0,08\text{ mm}$ . Bei einer Messreihe der Position konnte mit einem Messschieber keine systematische Abweichung der errechneten zur gemessenen Position ermittelt werden. Abbildung 6.7 zeigt die Differenz der Messwerte von der errechneten Position. Die Abweichungen liegen dabei innerhalb der Positionierungsgenauigkeit.

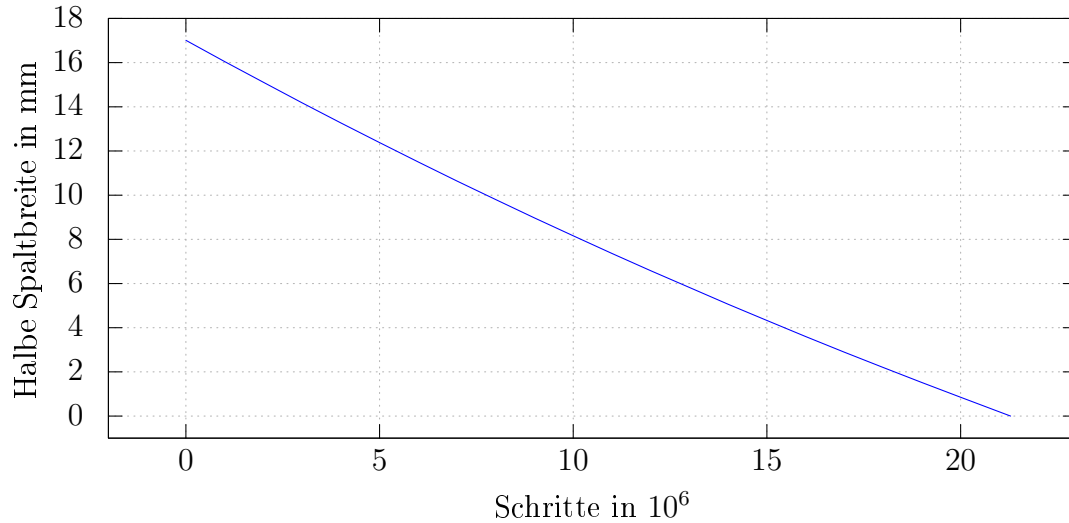


Abb. 6.6: Kennlinie für die horizontale Position der rechten Energiescraperbacke in Abhängigkeit von der Schrittzahl des Schrittmotors. Der Kurvenverlauf entspricht Gl. 6.1 mit den Parametern aus Tab. 6.1.

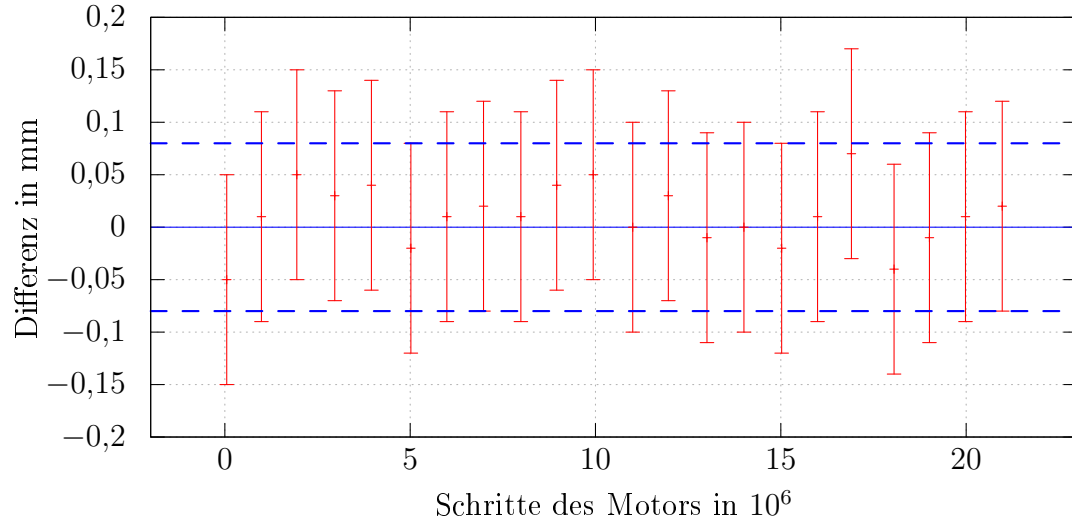


Abb. 6.7: Eingezeichnet ist die Differenz aus gemessener und errechneter Position der rechten Energiescraperbacke. Die Abweichungen liegen innerhalb der angegebenen Positionierungsgenauigkeit (blau) von  $\pm 0,08$  mm.

## 6.2 Haloscraper

Im Rahmen von [53] wurden zwei Kammern entwickelt, die entsprechende Haloscraper enthalten. Der Entwurf wurde im Zuge dieser Arbeit weiterentwickelt. Abbildung 6.8 zeigt die erste Haloscraperkammer, an welcher ein vertikaler Haloscraper, ein Leuchttarget und eine Turbopumpe installiert sind. Der Elektronenstrahl tritt von der linken Seite in die Kammer ein. Der Scaperaufbau inklusive Antrieb wird an der Oberseite der Kammer installiert, sodass unten eine Pumpe angeschlossen werden kann. Da an der Position der Haloscraper wenig transversale Dispersion ( $< 5$  mm/%) vorliegt, kann auf eine Strommessung analog zum Energiescraper verzichtet werden. Diese würde keine zusätzlichen Informationen über den Strahl liefern. Die Scaperbacken werden an Edelstahlstangen entlang ihrer Bewegungsrichtung geführt. Die Bewegung erfolgt wiederum über die Kühlwasserleitungen, die vom Antrieb in vertikaler Richtung gezogen werden. Der Antrieb muss weitaus geringere Gegenkräfte von lediglich 46 N ausgleichen, da lediglich ein Balg mit einem Durchmesser von 16 mm verwendet wurde. Eine robuste Gewindespindel, die von einem Schrittmotor gedreht wird, ist demnach ausreichend, um die Bewegung und Ausfallsicherheit zu gewährleisten. Die Posi-

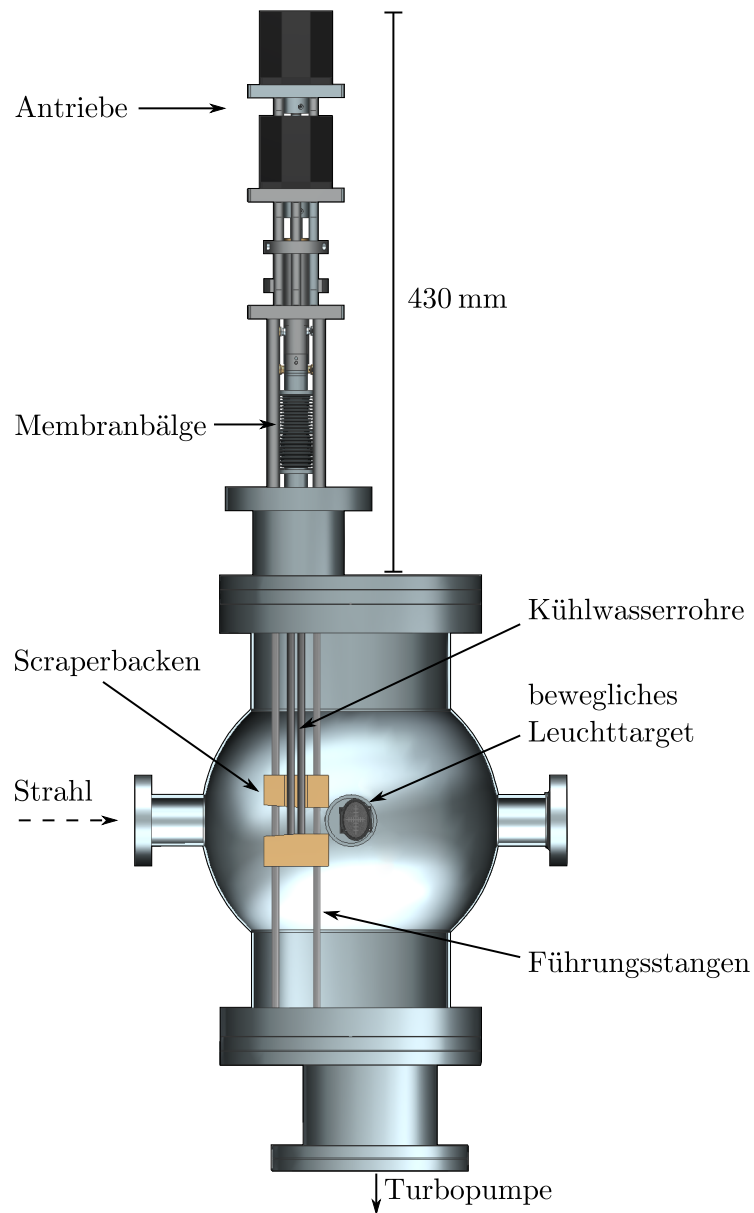


Abb. 6.8: Schnittansicht des Modells der ersten Haloscraperkammer, die die innenliegenden Komponenten zeigt. Der vertikale Haloscraper besteht hier aus zwei wassergekühlten Scraperbacken die von den Antrieben auf der Oberseite der Kammer bewegt werden. Die Führung geschieht auf Edelstahlstangen in der Kammer. An der Unterseite der Kammer kann die Pumpe angeschlossen werden.



tion der Scraperbacken ist in diesem Fall eine lineare Funktion aus der Motorschrittzahl und der Gewindesteigung. Der maximal mögliche Fahrbereich beträgt 30 mm. Auch diesen Antrieb schützen Endschalter vor Kollisionen bei versehentlicher Überschreitung des sicheren Fahrbereichs.

Ergänzend zu den Haloscrapern in vertikaler Richtung wurde in die zweite Kammer ebenfalls ein Haloscraeper in horizontaler Richtung eingebaut. Dieser ist ähnlich aufgebaut, musste aber aufgrund der beengten Platzverhältnisse kleiner dimensioniert werden. Durch die Verwendung aller verfügbaren Anschlüsse der Vakuumkammer ist der Anschluss einer Pumpe hier nicht möglich. Die Auswirkungen auf den Druckverlauf entlang des Vakuumsystems werden in Abschn. 5.4 diskutiert. Abbildung 6.9 zeigt analog zur ersten Haloscraeperkammer den Aufbau und die innenliegenden Komponenten. Diese Kammer kombiniert auf kleinstmöglichem Raum zwei Haloscraeper und ein bewegliches Leuchttarget. Da der horizontale Haloscraeper durch Rohre mit einem Innendurchmesser von 35 mm eingeschoben wird, musste eine sehr viel kleinere Scraperbackenform gewählt werden. Eine Untersuchung des Bremsvermögens ist in Abschn. 5.2 beschrieben. Da die reduzierte Größe außerdem keine Ansträgung der Auftrefffläche zulässt, wurde diese Geometrie in den thermischen Simulationen Abschn. 5.3 ebenfalls gesondert betrachtet.

## Fazit

In diesem Kapitel wurden die konstruktiven Lösungen für die drei Scraperaufbauten vorgestellt. Diese nutzen größtenteils kommerziell verfügbare Standardteile der Vakuumtechnik, wie die Vakuumkammern, Membranbälge und Isolatoren. Dadurch konnten ebenfalls Normverbindungen zum Anschluss der Pumpen und Vakuumventile sowie zur Verbindung mit der restlichen Strahlführung und den Magnetkammern verwendet werden. Die entwickelten Antriebe wurden alle mit Schrittmotoren verwirklicht, sodass eine einheitliche Steuerung verwendet werden konnte. Die Positionsstabilität der Scraperbacken ist auch bei Motorabschaltung oder -ausfall erhalten.

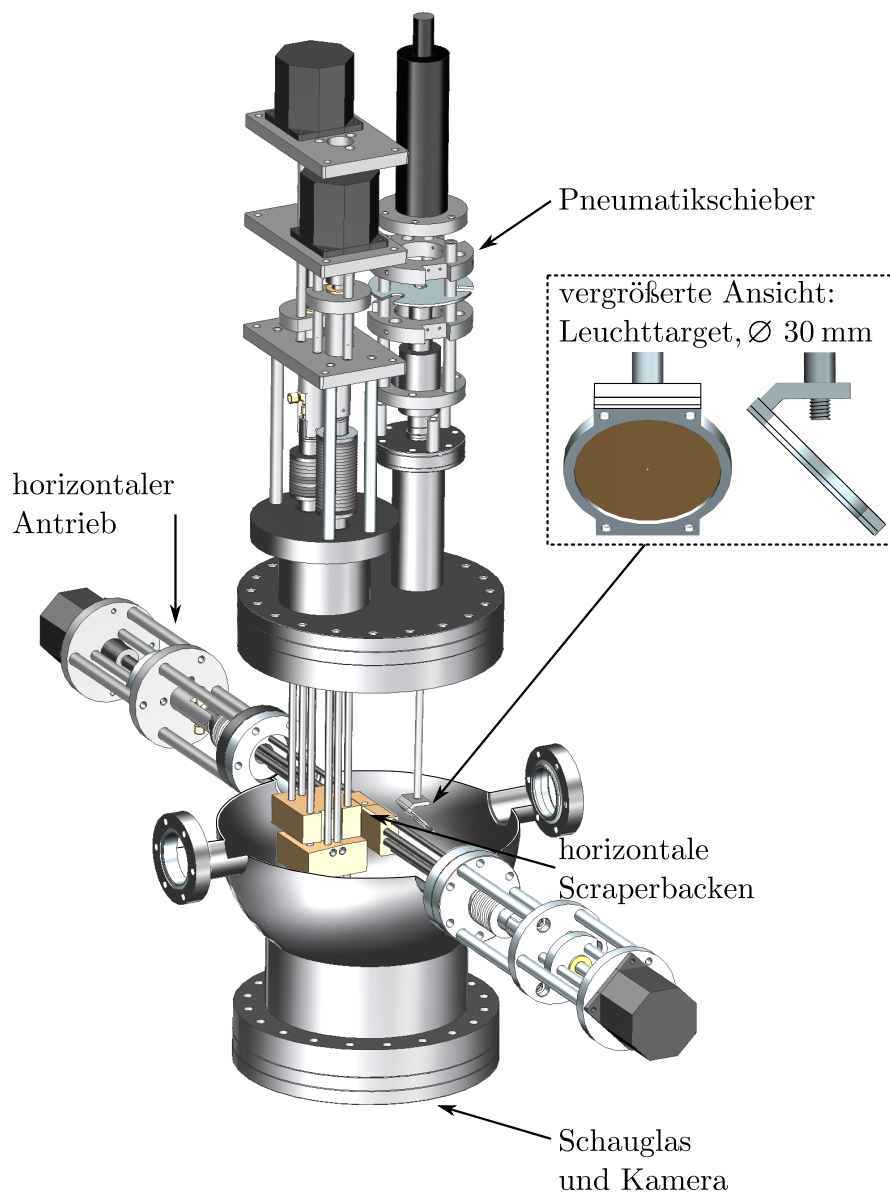


Abb. 6.9: Modellansicht der zweiten Haloscraperkammer. Der vertikale Haloscraperaufbau wurde analog zu Abb. 6.8 realisiert. Die horizontalen Haloscra-perer werden durch die Öffnungen in die Kammer geführt, die zu- vor für das Leuchttarget verwendet wurde. Dieses wird stattdessen von oben in die Kammer gefahren und von unten durch ein Schauglas (nicht sichtbar) von der Kamera beobachtet.

## 7 Abschirmung

Werden die Scraperbacken in den Strahl gefahren, entsteht in Folge der Wechselwirkung der hochenergetischen Elektronen mit dem Material der Scraperbacken ionisierende Strahlung (s. Abschn. 4.5). Diese birgt sowohl Gefahren für Personen als auch für Teile der Maschine (s. Abschn. 4.6). Aus diesem Grund wurde untersucht, welche zusätzliche Abschirmung nötig ist, um die Grenzwerte der öffentlich zugänglichen Bereiche im Betrieb einzuhalten. Zusätzlich ist eine Aktivierung der Scraperbacken durch den Elektronenbeschuss und damit verbundene Kernumwandlungen zu erwarten, welche ebenfalls betrachtet wird. Die in diesem Kapitel verwendeten Schutzgrößen wurden in Abschn. 4.6 eingeführt.

### 7.1 Rahmenbedingungen

Die am S-DALINAC installierte Abschirmung soll dazu ausgelegt sein, die durch den Beschleunigerbetrieb hervorgerufene effektive Dosisleistung in den frei zugänglichen Bereichen des Gebäudes auf maximal  $0,11 \mu\text{Sv/h}$  zu begrenzen (s. Abschn. 4.7). Betrachtet wurde hierbei bisher der Regelbetrieb ohne Scrapereinsatz. Dies schließt zwar geringfügige Strahlverluste in den Strahlrohrwänden ein, unterscheidet sich jedoch grundlegend vom vorgesehenen Scraperbetrieb. Da die Energieunschärfe des Elektronenstrahls reduziert wird, indem Teile des Strahls geblockt werden, ist für den zukünftigen Regelbetrieb mit Scrapereinsatz von einem dauerhaften Strahlverlust am Ort des Scrapers auszugehen. Der im Folgenden untersuchte Fall stellt dabei eine konservative Abschätzung dar, da der Elektronenstrahl mit der Maximalenergie von  $130 \text{ MeV}$  und dem maximal möglichen Strom von  $20 \mu\text{A}$  vollständig im Energiescraper geblockt wird. Im Folgenden wird eine Auslegung vorgenommen, die für dauerhafte Strahlverluste an definierten Positionen (bis zu  $100\%$  im Energiescraper und je  $1\%$  an den Haloscrapern) berechnet ist. Analog zum Betrieb vor dem Einbau des Scrapersystems kann der Strahl z.B. beim Ausfall eines Ablenkmagnets an Stellen der Strahlführung kurzzeitig verloren gehen, die nicht zusätzlich abgeschirmt sind. Je nach Position kann dies zu einer kurzzeitigen Erhöhung der effektiven Dosisleistung im

Flur führen, die den Grenzwert überschreitet. Aus diesem Grund sollen entsprechende Bereiche zukünftig messtechnisch überwacht und etwaige Gefährdungen optisch und akustisch angezeigt werden [54].

Um den Vorgaben durch den Strahlenschutz zu genügen, wird untersucht, welche Abschirmung eingesetzt werden muss, um die Strahlung durch den Scraperbetrieb ausreichend weit zu reduzieren. Abbildung 7.1 zeigt einen Ausschnitt des Gebäudes, wobei der frei zugängliche Bereich grün hinterlegt ist. Für die folgenden Abschätzungen der effektiven Personendosisleistung wird die Position (A) betrachtet, da diese der Strahlungsquelle am nächsten ist. Alle anderen Bereiche sind aufgrund des größeren Abstands geringer belastet. Um den Zugang zu diesem Bereich weiterhin unabhängig vom Scraperbetrieb gewährleisten zu können, muss an Position (A) und an allen anderen Stellen im Flur eine effektive Dosisleistung von  $0,11 \mu\text{Sv/h}$  eingehalten werden.

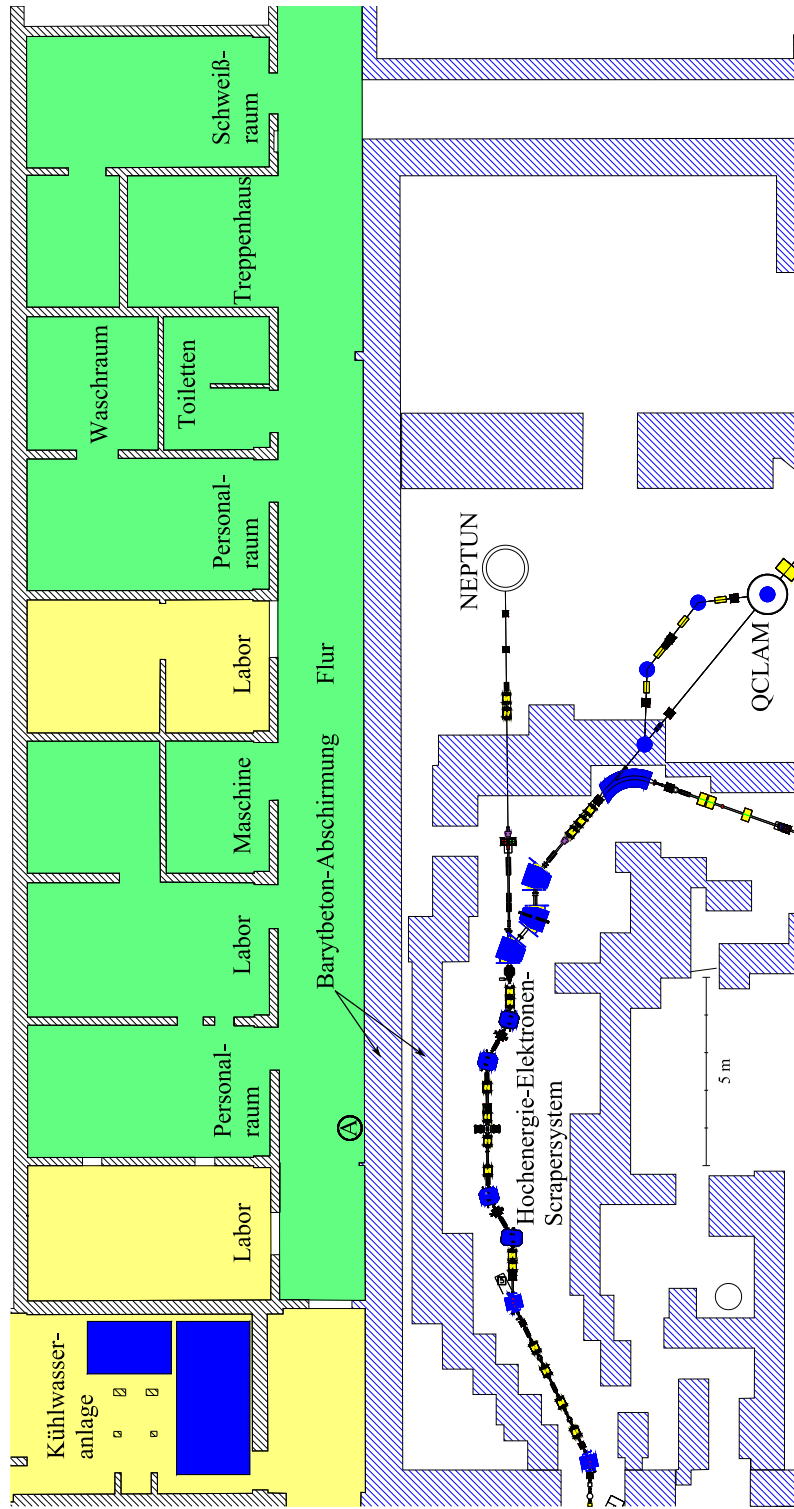


Abb. 7.1: Gebäudeausschnitt des Untergeschosses. Der frei zugängliche Bereich ist grün hinterlegt, gelb hinterlegte Bereiche dürfen ausschließlich von Personen betreten werden, die ein Personendosimeter tragen und in der Strahlenschutzüberwachung geführt werden. In der unteren Hälfte ist ein Ausschnitt der Experimentierhalle zu sehen, welche bei einem entsprechenden Strahlbetrieb Sperrbereich ist. Für die Berechnung der nötigen Abschirmung wurde jeweils die effektive Personendosisleistung an Position (A) betrachtet. Grafik erstellt mit AutoCAD [55].

## 7.2 Ermittlung der zu erwartenden effektiven Dosisleistung

Zur Abschätzung der zu erwartenden effektiven Dosisleistung wurden im Rahmen von [56] Simulationsrechnungen mittels GEANT4 (siehe Abschn. 5.2) durchgeführt. In der Simulation wurden Elektronen mit einer kinetischen Energie von 130 MeV auf einen massiven Kupferblock geschossen. Ein kugelförmiger Detektor diente anschließend dazu, Teilchenart, -energie, -position und -winkel zu bestimmen. Die Geometrie des Aufbaus mit den im Folgenden verwendeten Koordinaten ist schematisch in Abb. 7.2 dargestellt.

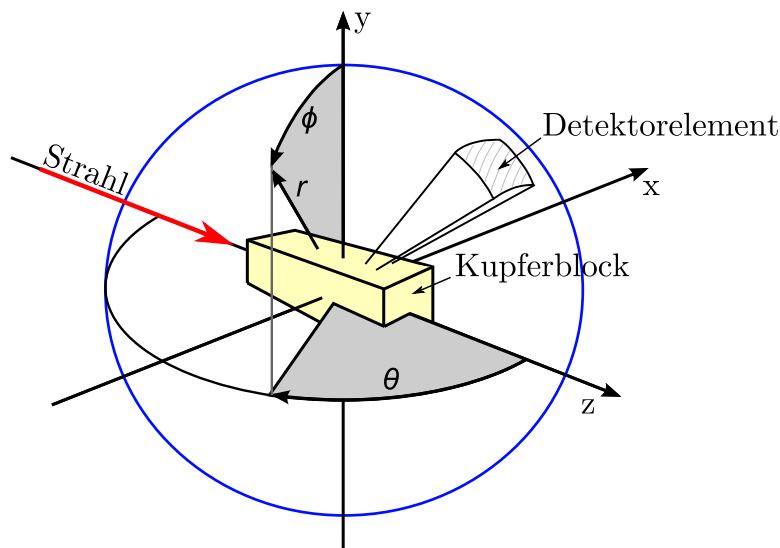


Abb. 7.2: Schematische Darstellung der für die GEANT4-Simulation verwendeten Geometrie. Beide Scraperbacken wurden durch einen massiven Kupferblock, der deren Außenmaße aufweist, ersetzt. Ein kugelförmiger Detektor erfasst alle Teilchen, die die Geometrie verlassen.

Zu Vergleichszwecken mit Literaturwerten wurde anschließend aus diesen Informationen die effektive Dosisleistung für Personen gewonnen. Dazu erfolgte eine Umrechnung mithilfe der in [57] veröffentlichten Konversionskoeffizienten, wobei jeweils die konservativste Abschätzung der dort aufgeführten Strahlungsfelder und Körperorientierungen gewählt wurde. Ein Plot der verwendeten Umrechnungstabelle ist im Anhang dieser Arbeit (A.5, Abb. A.1) gezeigt. Die erhaltenen

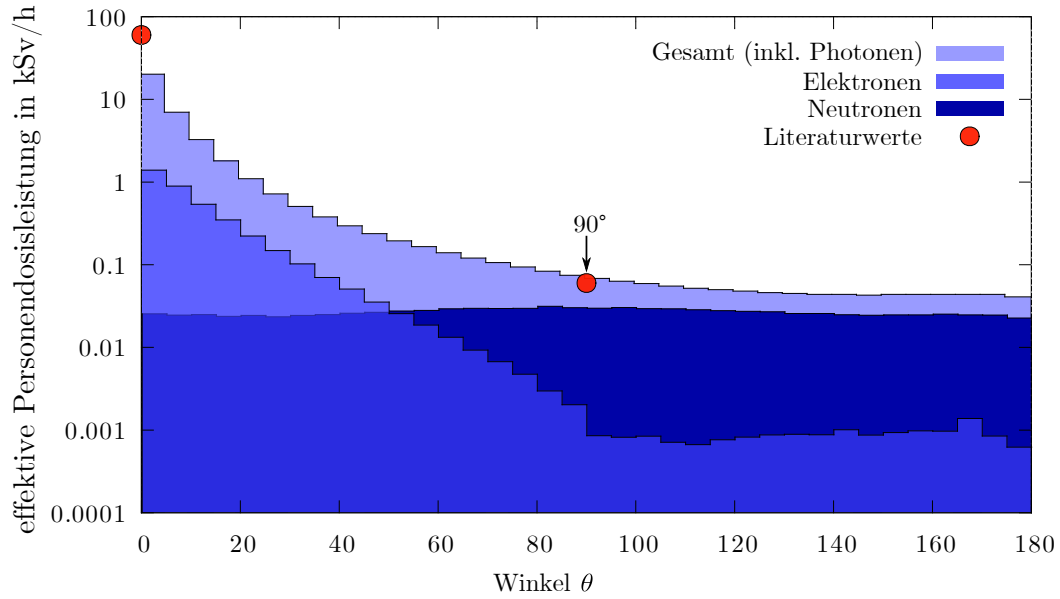


Abb. 7.3: Simulationsergebnisse für die effektive Personendosisleistung in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  bei 1 m Abstand vom Mittelpunkt des Kupferblocks. Die eingezeichneten Literaturwerte stammen aus [42].

Werte sind in Abb. 7.3 über den Winkel  $\theta$  aufgetragen, wobei die beiden zur Verfügung stehenden Literaturwerte [42] eingezeichnet wurden.

Die Ergebnisse der Simulation stimmen gut überein mit den Literaturwerten und auch die Winkelabhängigkeit wird durch die Simulation gut dargestellt. Die im Anschluss dargelegte Auswahl der Photonenabschirmung wurde deshalb auf Grundlage dieser Simulation ermittelt. Neutronen werden sowohl aus den Scraperbacken herausgelöst, als auch aus der Photonenabschirmung. Aus diesem Grund wird die Neutronenproduktion gesondert betrachtet. Im Rahmen von [56] erfolgte daher eine zweite Simulation, die in Abschn. 7.3 behandelt wird.

### 7.2.1 Berechnung der benötigten zusätzlichen Abschirmung

Der Graph in Abb. 7.3 zeigt die Beiträge der einzelnen Strahlungsarten zur effektiven Dosisleistung. Wie bereits in Abschn. 4.5 beschrieben, ist eine zusätzliche Elektronenabschirmung nicht nötig, wenn eine Abschirmung der Photonenstrahlung aufgebaut wird. Für die Photonenstrahlung wurde im nächsten Schritt die Abschwächung der Strahlung durch die vorhandene Barytbeton-Abschirmung (s. Abb. 7.1) miteinbezogen. Die verwendeten Abschwächungskoeffizienten von

Barytbeton stammen aus [42] und sind im Anhang A.2 beigelegt. Zur Bestimmung der notwendigen zusätzlichen Abschirmung direkt um die Scraperkammer wurde nun berechnet, welche zusätzliche Abschwächung nötig ist, um die Grenzwerte an diesem Ort einzuhalten. Aus der Position einer fiktiven Person an Position A betrachtet, stellen die Kupferblöcke des Scrapers eine Punktquelle dar, weshalb die errechneten effektiven Dosisleistungen für den Abstand  $r$  mit  $\frac{1}{r^2}$  skalieren. Die relative Abschwächung durch 180 cm Barytbeton beträgt  $5 \times 10^{-7}$  [42]. Für die durch Photonenstrahlung hervorgerufene effektive Dosisleistung an Position A ergibt sich im minimal möglichen Abstand  $r = 3 \text{ m}$  und damit hinter der Betonabschirmung  $5,56 \mu\text{Sv/h}$ . Die benötigte Abschwächung auf  $< 0,11 \mu\text{Sv/h}$  entspricht einer Reduktion auf 2 % dieses Wertes und kann mit Bleisteinen realisiert werden. Zur Bestimmung der nötigen Schichtdicke wurde der in Anhang A.3 gezeigte Graph aus [42] verwendet. Eine Bleidicke von 12 cm ist demnach ausreichend.

Aus geometrischen Gründen und um zusätzlich die Wahrscheinlichkeit für die Aktivierung der benachbarten Gerätschaften weiter zu reduzieren, wurde eine Bleiabschirmung mit einer Dicke zwischen 15 cm bis 30 cm konstruiert, die sich mit standardisierten Bleisteinen der Maße  $20 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$  verwirklichen lässt. Aus Anhang A.3 kann entnommen werden, dass die dadurch erreichte relative Photonenabschwächung zwischen  $3 \times 10^{-3}$  und  $5 \times 10^{-6}$  beträgt. Abbildung 7.4 zeigt den Aufbau der Bleiabschirmung in einer Draufsicht.

### 7.2.2 Abschirmung der Haloscraper

Im Falle des vollen Strahlstroms (beim Energiescraper) musste eine zusätzliche Abschwächung eingesetzt werden, um die Dosisleistung auf höchstens 2 % zu verringern. Dies ist bei den Haloscrapern aufgrund der reduzierten Strahlleistung nicht nötig. Die Haloscraper wurden in dieser Arbeit konzipiert für 1 % der maximalen Strahlleistung. Gründe dafür sind zum einen der begrenzte Platz in den Vakuumkammern, zum anderen steht in deren Umgebung wenig Raum für zusätzliche Abschirmung zur Verfügung. In [56] wurde dennoch eine Abschirmung der Haloscraper empfohlen. Dies ist vor allem wichtig für die Reduktion der effektiven Personendosisleistung für Personen, die nach einer Strahlzeit in der Nähe der (aktivierten) Haloscraper arbeiten müssen. Aus diesem Grund wurde für die



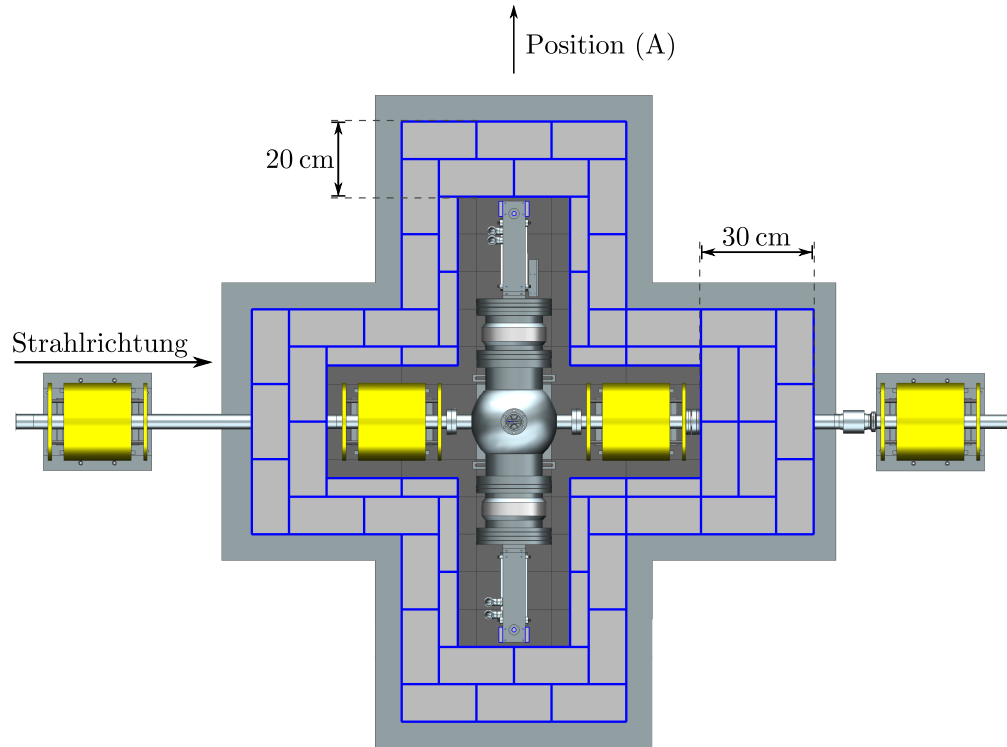


Abb. 7.4: Draufsicht der Bleiumrandung der Energiescraperkammer. Die Bleistärke in Richtung der Position (A) im Flur beträgt 20 cm.

Haloscraper eine 10 cm dicke Bleiabschirmung vorgesehen, die für die hochenergetischen Photonen bei Strahlbetrieb zu einer Reduktion auf  $2 \times 10^{-2}$  führt. Die Abschwächung der Strahlung von aktiviertem Material wird in Abschn. 7.4 zusammen mit der Aktivierung der Scraperbacken ausführlich diskutiert.

### 7.3 Gesonderte Betrachtung für Neutronenstrahlung

Aufgrund der hohen Energie und der massiv auftretenden Photonenstrahlung erfolgte im Rahmen von [56] auch eine Simulation zur Abschätzung der Neutronendosisleistung. Während in der Simulation zu Abb. 7.3 lediglich im Kupferblock produzierte Neutronen berücksichtigt werden konnten, betrachtet diese Simulation zusätzlich die Wechselwirkungen in der Abschirmung. Durch hochenergeti-

sche Photonen können in der Bleiabschirmung Neutronen herausgelöst werden. Außerdem wirkt sich die Abschirmung sowohl auf die Energie, als auch auf die Winkelverteilung der Neutronen aus.

Für die zu erwartende effektive Personendosisleistung für eine Person an Position A kann wiederum eine Abschwächung durch den Abstand von 3 m sowie die 180 cm Barytbeton angewendet werden. Für die in [56] empfohlene zusätzliche Polyethylenumrandung mit einer Stärke von 6 cm wurde die, durch Neutronen beigetragene effektive Personendosisleistung an Position (A) zu  $0,005 \mu\text{Sv/h}$  berechnet. Dieser Wert liegt weit unterhalb des Grenzwerts von  $0,11 \mu\text{Sv/h}$ .

## 7.4 Aktivierung der Kupferblöcke

Unter andauerndem Beschuss der Scraperbacken mit hochenergetischen Elektronen stellt sich abhängig von den Strahlparametern eine Sättigungsaktivierung ein. Da von diesen aktivierten Bauteilen beim Betreten der betroffenen Bereiche eine Gefährdung für das Personal ausgehen kann, wurde die zu erwartende Sättigungsaktivierung für verschiedene Strahlenergien und den maximal möglichen Strahlstrom von  $20 \mu\text{A}$  betrachtet. Zur Abschätzung konnte auf Messwerte aus der Literatur zurückgegriffen werden. Die verwendete Tabelle ist im Anhang A.6 dieser Arbeit eingefügt.

Kupfer setzt sich zusammen aus den beiden stabilen Isotopen  $^{63}\text{Cu}$  und  $^{65}\text{Cu}$ . Durch intensive hochenergetische Photonenstrahlung kann einfache und mehrfache Neutronen- und Protonenabspaltung ausgelöst werden. Die entstehenden, radioaktiven Isotope sind sortiert nach der Länge ihrer Halbwertszeit in Tab. 7.1 aufgeführt. Die Aktivität der Scraperbacken nach einem andauernden Betrieb des Energiescrapers kann ebenfalls mit der Tabelle in A.6 abgeschätzt werden. Diese gibt eine Sättigungsaktivität in  $\text{GBq/kW}$ , also abhängig von der Strahlleistung, an. Für einen Elektronenstrahl mit  $130 \text{ MeV}$  und  $20 \mu\text{A}$  sind dies  $2,6 \text{ kW}$ . Die zu erwartenden Sättigungsaktivitäten der einzelnen Isotope sind ebenfalls in Tab. 7.1 angegeben.

Tab. 7.1: Produzierte radioaktive Nuklide, deren Halbwertszeiten und die Sättigungsaktivierung nach einem Betrieb mit maximaler Strahlleistung angegeben sind (Werte aus [58]).

Nuklid	Halbwertszeit	Sättigungsaktivität bei 2,6 kW Strahlleistung in GBq
$^{62}\text{Cu}$	9,8 min	1058
$^{61}\text{Cu}$	3,3 h	83
$^{64}\text{Cu}$	12,8 h	481
$^{58}\text{Co}$	71,3 d	62
$^{60}\text{Co}$	5,2 a	62
$^{63}\text{Ni}$	92 a	44

Die Halbwertszeiten der produzierten Folgenuklide unterscheiden sich stark untereinander. Dies führt zum einen dazu, dass die Zeitspanne, bis eine Sättigungsaktivierung vorliegt (etwa 6 Halbwertszeiten) z.B. bei  $^{63}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Co}$  nicht erreicht werden kann. Zum anderen reduziert der schnelle Zerfall der anderen Nuklide die Aktivität in den ersten Stunden dramatisch wie die folgende Betrachtung zeigt. Um die Abnahme der Aktivität der bestrahlten Kupferbacken über die Zeit zu berechnen, wurden die Beiträge aller Isotope mit deren jeweiliger Zerfallsfunktion summiert aufgetragen. Die resultierende Funktion ist in Abb. 7.5 gezeigt. Nach der ersten Stunde ist die Aktivität bereits auf etwa 40 % gefallen. Werden die Arbeiten vier Tage später durchgeführt, beträgt die Aktivität noch 10 %. Der weitere Verlauf der verbleibenden Aktivität wird bestimmt durch die Isotope  $^{63}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Co}$ , die eine Halbwertszeit von 92 bzw. 5,3 Jahren haben. Dabei spielt  $^{60}\text{Co}$  für die Betrachtung der effektiven Personendosisleistung die wichtigere Rolle, da bei dessen Zerfall zu  $^{60}\text{Ni}$  zwei Photonen mit 1,33 MeV und 1,17 MeV ausgesendet werden. Beispielfhaft kann mithilfe der Umrechnungskoeffizienten aus Anhang A.1 und für die maximal mögliche Aktivität durch  $^{60}\text{Co}$  in 1 m Abstand die effektive Personendosisleistung zu 14 mSv/h berechnet werden. Dies verdeutlicht die Notwendigkeit einer Abschirmung der Scraperkammern, damit vor Ort weiterhin Arbeiten ohne zusätzliche Strahlenbelastung möglich sind. Da bei den Haloscrapern nur ein Hundertstel der Strahlleistung deponiert wird, ergibt sich nur 1 %

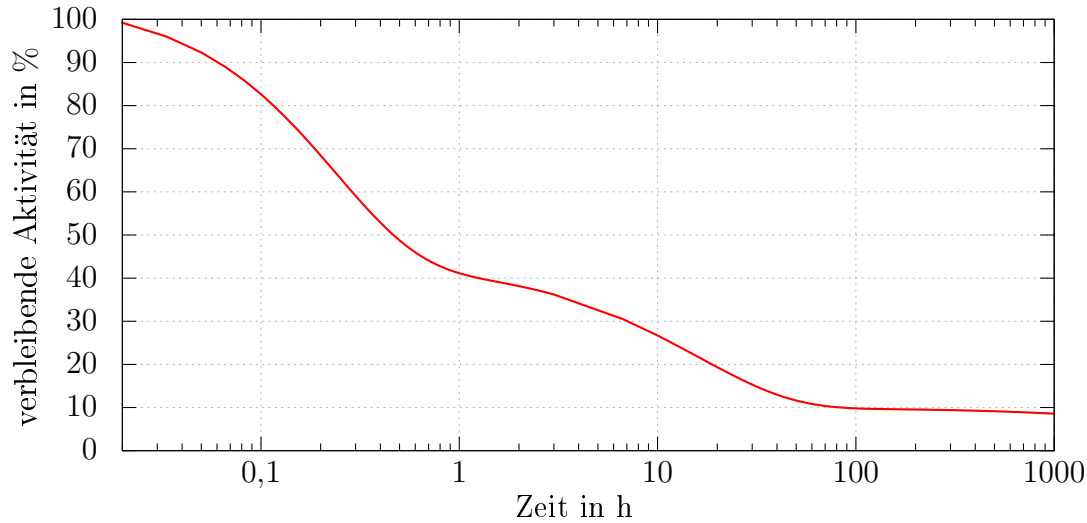


Abb. 7.5: Abnahme der Aktivität nach dem Abschalten des Strahls und einer zuvor ausreichend langen Bestrahlung der Kupferbacken, sodass sich eine Sättigungsaktivierung eingestellt hat.

der Sättigungsaktivierung und somit der effektiven Dosisleistung. Durch die umrandende Abschirmung der Scraperbacken kann eine Gefährdung des Personals bei den meisten Arbeitsabläufen stark reduziert werden, da die Abschwächung der Photonenstrahlung beim Energiescraper etwa  $1 \times 10^{-4}$  und bei den Haloscrapern etwa  $1 \times 10^{-2}$  beträgt. Für Arbeiten direkt über oder unter der Abschirmung (Öffnungen der Lüfter bzw. für die Pumpe) also an Stellen, die nicht durch Abschirmung verdeckt sind, sollte die aktuelle Personendosisleistung mittels eines Messgerätes kontrolliert werden.

## 7.5 Externer Strahlfänger

In den hier durchgeführten Simulationen und Rechnungen wurde stets davon ausgegangen, dass der Strahl vollständig in den Energiescraperbacken vernichtet wird. Außerdem wurde eine Abschirmung betrachtet, die diese vollständig umschließt. Im Regelbetrieb wird der Strahl nicht vollständig vernichtet, allerdings ist die Abschirmung an Ein- und Austritt des Systems offen, da hier das Strahlrohr

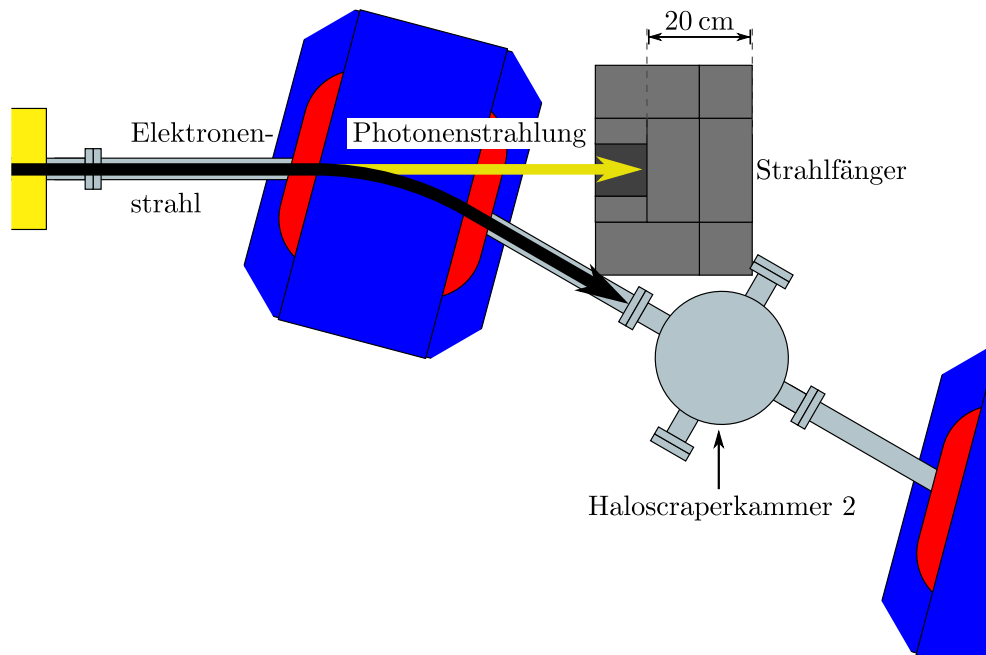


Abb. 7.6: Schematische Darstellung des Strahlfängers hinter dem dritten Dipolmagneten der Schikane. Der tassenförmige Aufbau reduziert die reflektierte Photonendosisleistung gegenüber einer geraden Bleiwand. Die Abschirmung des Haloscrapers wurde hier nicht eingezeichnet.

durchgeführt wird. Vor allem in Vorwärtsrichtung führt dies zwangsläufig dazu, dass ein Teil der produzierten Strahlung die geschlossene Abschirmung verlassen kann.

Nachdem der Strahl und potentiell auch ein Teil der Sekundärstrahlung den Energiescraperaufbau und dessen Abschirmung verlassen haben, wird er im nächsten Dipolmagneten wieder um  $30^\circ$  abgelenkt. Dies stellt gleichzeitig eine geeignete Stelle dar, um die auf der Strahlachse aus der Abschirmung entwichene Photonenstrahlung zu blocken. Im Dipolmagneten wird diese nicht abgelenkt und kann so dahinter durch eine Bleiwand abgeschwächt werden. Aus diesem Grund wurde hier nochmals ein Strahlfänger installiert, dessen Aufbau in Abb. 7.6 dargestellt ist. Der Strahlfänger wurde möglichst nah an dem Magneten positioniert. Ein tassenförmiger Aufbau reduziert Rückstreuung der Photonenstrahlung. In Geradausrichtung wird Photonenstrahlung durch eine Bleidicke von 20 cm auf 0,04 % abgeschwächt.

## Fazit

In diesem Kapitel wurde die zu erwartende zusätzliche Dosisleistung durch den Scraperbetrieb abgeschätzt. Die benötigte Abschirmung konnte trotz der beengten Platzverhältnisse realisiert werden. Zusätzlich wurde die Aktivierung der Scraperbacken betrachtet. In diesem Zusammenhang wurde eine Berechnung des Verlaufs der Aktivität über einen Zeitraum von sechs Wochen nach dem Ende des Strahlbetriebs gezeigt. Aus strahlenschutztechnischen Gründen wird hier empfohlen, die aktuelle Dosisleistung mit einem tragbaren Dosisleistungsmessgerät zu prüfen, bevor der Bereich, der das Scrapersystem enthält, betreten wird.

## 8 Messungen zur Überprüfung der Funktionalität

Das im Zuge dieser Arbeit entwickelte und aufgebaute Scrapersystem soll die Elektronenstrahlqualität und somit die experimentellen Voraussetzungen für die Messplätze am 169°-Spektrometer und am QCLAM-Spektrometer verbessern. Dies wird erreicht, indem die Energieunschärfe des Strahls und die Untergrundzählrate am Messplatz reduziert werden. Zur Überprüfung der Auswirkung auf den Experimentierbetrieb wurden diverse Tests am Messplatz des 169°-Spektrometers durchgeführt. Diese belegen sowohl die Reduktion der Linienbreite (s. Abschn. 8.1.4), als auch der Untergrundzählrate (s. Abschn. 8.2) durch den Einsatz des Energiescrapers. Unabhängig von den Messungen mit dem Spektrometer, wurde der Einfluss des Energiescrapers auf die Energieunschärfe des Strahls mithilfe eines Leuchtschirms untersucht (s. Abschn. 8.3).

Neben der Verbesserung der experimentellen Voraussetzungen kann das Scrapersystem ebenfalls zu Diagnosezwecken verwendet werden und dabei helfen, die Einstellung des Beschleunigers zu optimieren. Eine Möglichkeit dafür zeigt die beispielhafte Verwendung der Strommesswerte auf beiden Energiescraperbacken als Rückmeldung bei der Korrektur der Strahlenergie nach einer spontanen Energieänderung des Beschleunigers (s. Abschn. 8.5).

### Unsicherheiten

Alle Parameter des Elektronenstrahls sind zeitlichen Schwankungen unterworfen. Die Zeitskala, auf der diese Variationen auftreten, reicht von Millisekunden bis zu Stunden. Abbildung 8.1 zeigt ein mögliches Verhalten der mittleren Strahlenergie in Abhängigkeit von der Zeit.

Ein Elektronenstreuexperiment am 169°-Spektrometer dauert mitunter mehrere Tage. Die gesamte Messung wird dazu in Abschnitte unterteilt, wobei deren Dauer typischerweise im Bereich von fünf bis 60 min liegt, um hinreichend viele Zählereignisse für die anschließende Auswertung mittels einer Kurvenanpassung zu erhalten. Die grau hinterlegten Bereiche in Abb. 8.1 markieren beispielhaft zwei Aufnahmeintervalle gleicher Dauer. In dem ersten Abschnitt bleiben große

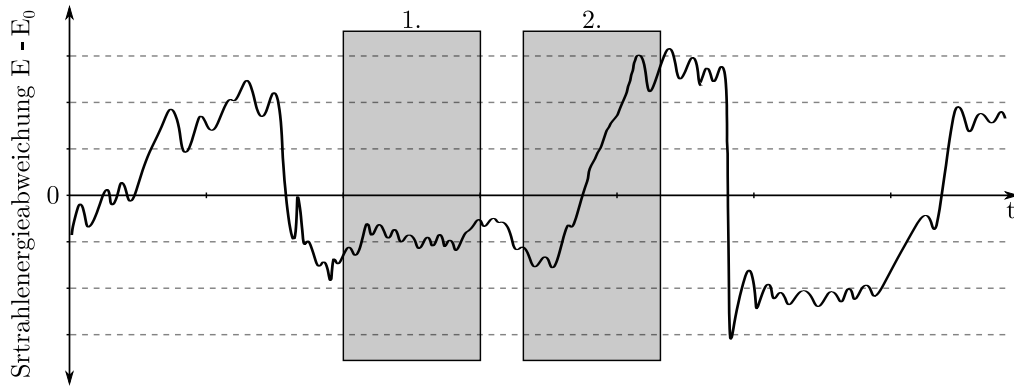


Abb. 8.1: Der Graph zeigt schematisch ein mögliches Verhalten der mittleren Strahlenergie in Abhängigkeit von der Zeit. Grau hinterlegt sind zwei mögliche Aufnahmezeiträume für welche jeweils eine mittlere Linienbreite bestimmt würde.

Energieveränderungen aus, die Breite der Linie im Energiespektrum wird dementsprechend schmal ausfallen. Im zweiten Abschnitt hingegen tritt eine Energieänderung auf, sodass die resultierende Linienbreite im aufgenommenen Spektrum verbreitert erscheinen wird. Durch den Einsatz des Energiescrapers soll die Strahlenergie stabilisiert werden. Es ist zu erwarten, dass eine solche Darstellung der mittleren Strahlenergie in Abhängigkeit von der Zeit für jede Einstellung des Energiescrapers einen anderen Verlauf zeigen würde, da z.B. große Energieänderungen zunehmend geblockt werden, je weiter der Spalt verkleinert wird. Um eine Aussage darüber zu treffen, welche Linienbreite bei einer bestimmten Scapereinstellung erreicht wird, müssen die in Abb. 8.1 angedeuteten Effekte berücksichtigt werden. Eine geeignete Messreihe würde nur dann erhalten, wenn für jede Scapereinstellung eine Verteilung der gemessenen Linienbreiten für mehrere Abschnitte gleicher Dauer aufgenommen würde. In Standardwerken der Statistik wird zur Bestimmung der Verteilungsart, sowie des Erwartungswerts und der Standardabweichung, eine Mindestanzahl von etwa 40 Messwerten empfohlen [59]. Aus der erhaltenen Verteilung können anschließend der arithmetische Mittelwert als bester Schätzwert der Messgröße und die Standardabweichung als Streumaß verwendet werden.

Bei den durchgeführten Tests des Scrapersystems handelt es sich um eine systematische Untersuchung, die eine Vielzahl von Einstellungen enthält. Die Aufnahmedauer einer einzelnen Einstellung zur Ermittlung der Energieunschärfe mithilfe



des 169°-Spektrometers betrug jeweils etwa 10 min. Aus betrieblichen Gründen konnte daher nur eine Aufnahme pro Einstellung erfolgen. Angegebene Unsicherheiten stammen aus der Parameteranpassung des Auswerteprozesses.

## 8.1 Messungen mit dem 169°-Spektrometer

Strahleigenschaften, die durch den Einsatz des Scrapersystems beeinflusst werden sollen, sind die Energieunschärfe sowie die Intensität des Strahlhalos, welcher durch Kollisionen mit der Strahlrohrwand zur Erhöhung der Untergrundzählrate beiträgt. Der Testaufbau muss demnach in der Lage sein, die Energieunschärfe und den Strahlhalo, bzw. direkt die Untergrundzählrate zu vermessen, um anschließend bewerten zu können, ob eine gewählte Scrapereinstellung die Bedingungen für das Experiment verbessert. Abbildung 8.2 zeigt schematisch den verwendeten Experimentierplatz in einer Draufsicht. Der Elektronenstrahl passiert die Streukammer, in deren Zentrum die Targetleiter positioniert ist. Wie bei kernphysikalischen Experimenten wird auch hier das Spektrometer genutzt, um die Energieverteilung der Elektronen zu vermessen, die an einem Target gestreut wurden. Für die Messung der Untergrundzählrate wurde ein Plastiksintillator neben der Streukammer installiert. Ein Testaufbau aus drei LaBr<sub>3</sub>(Ce)-Detektoren konnte ebenfalls zu einigen Einstellungen Untergrundzählraten aufnehmen. Die Positionierung der Detektoren orientierte sich an Planungen zukünftiger (e,e'γ)-Experimente [60].

In der Streukammer kam eine modifizierte Form der Targetleiter zum Einsatz [61], die in Abb. 8.3 gezeigt ist. Zu erkennen sind ein Goldtarget, zwei gespannte Drähte und ein Leertarget. Das Goldtarget diente zur Messung der Linienbreite und damit indirekt zur Messung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls. Das Leertarget wurde zur Bestimmung der Untergrundzählrate verwendet. Die Drähte wurden im Rahmen von [61] verwendet, um die Strahlposition und -ausdehnung zu vermessen.

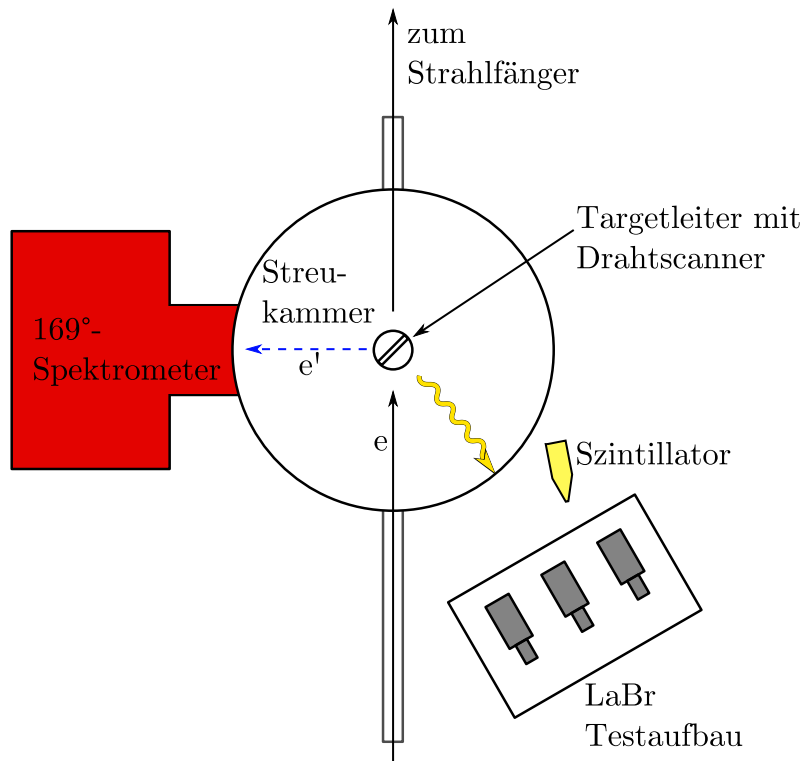


Abb. 8.2: Draufsicht des genutzten Aufbaus zur Strahlqualitätsmessung. Im Zentrum steht die Streukammer mit der modifizierten Targetleiter (s. Abb. 8.3). Gestreute Elektronen können mithilfe des Spektrometers (auf der linken Seite) vermessen werden. Ein Szintillationsdetektor befindet sich unter leichtem Rückwärtswinkel vor einem Testaufbau aus drei  $\text{LaBr3(Ce)}$ -Detektoren für eine Koinzidenzmessung. Der Strahl verlässt die Streukammer in Richtung Strahlfänger, wo er gestoppt wird und die deponierte Ladung gemessen werden kann.

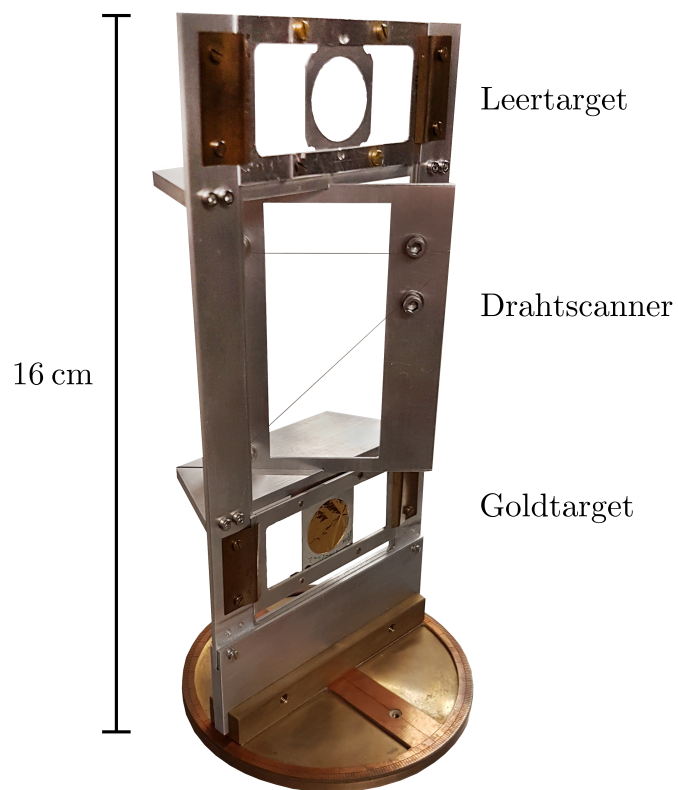


Abb. 8.3: Fotografie der modifizierten Targetleiter [61] zur Messung von Energieunschärfe (Goldtarget), Untergrund (Leertarget), Strahlposition und -ausdehnung (Drahtscanner).

### 8.1.1 Vorgehensweise bei der Messung der Linienbreite

Zur Untersuchung der Auswirkungen des Energiescrapers auf die Energieverteilung des Elektronenstrahls müssen verschiedene Spaltbreiten eingestellt und die jeweils resultierende Energieunschärfe gemessen werden. Wird zur Messung der Energieverteilung des Elektronenstrahls ein Spektrometer verwendet, so muss der an einem Target gestreute Anteil des Strahls analysiert werden, da der Strahl nicht direkt in das Spektrometer geleitet werden kann. In dieser Arbeit wurde das 169°-Magnetspektrometer verwendet. Der Aufbau und die Funktionsweise dieses Spektrometers ist in Abb. 8.4 dargestellt.

Bei der Elektronenstreuung im Targetmaterial tritt neben inelastischer Streuung (Energieübertrag an den Kern) ebenfalls elastische Streuung auf. Im aufgenommenen Energiespektrum findet sich daher ein „elastischer Peak“ wieder, dessen Breite unter anderem durch die Energieverteilung des Elektronenstrahls bestimmt wird. Ein solches Spektrum ist exemplarisch in Abb. 8.5 gezeigt.

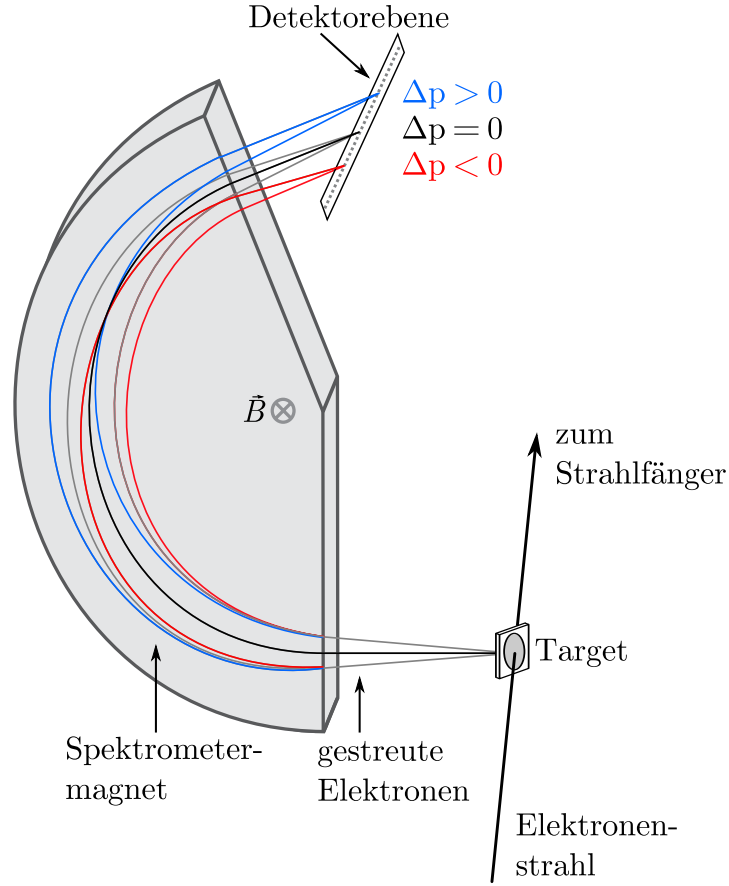


Abb. 8.4: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Magnetspektrometers wie dem 169°-Spektrometer am S-DALINAC. In das Spektrometer gestreute Elektronen werden entsprechend ihres Impulses auf verschiedene Bahnen im Magneten gelenkt und in der Detektorebene erfasst.

Für kernphysikalische Experimente ist sowohl der Energieschwerpunkt (*Peakposition*) als auch die Zählrate der zu untersuchenden Linien relativ zur Zählrate des elastischen Peaks von Interesse. Im Folgenden wird die Summe aller Ereignisse, die zu einer Linie gezählt werden, als *Peakvolumen* bezeichnet. Zur Ermittlung von Peakposition und -volumen wird im weiteren Analyseprozess eine abschnittsweise definierte Funktion an jeden Peak angepasst [62]:

$$y(x) = y_0 \times \begin{cases} \frac{A}{(x-B)} & \text{für } x \leq x_0 \\ \exp\left(-\frac{(x-x_1)^2}{\sigma_1^2}\right) & \text{für } x_0 < x \leq x_1 \\ \exp\left(-\frac{(x-x_1)^2}{\sigma_1^2}\right) & \text{für } x_1 < x \end{cases} \quad (8.1)$$

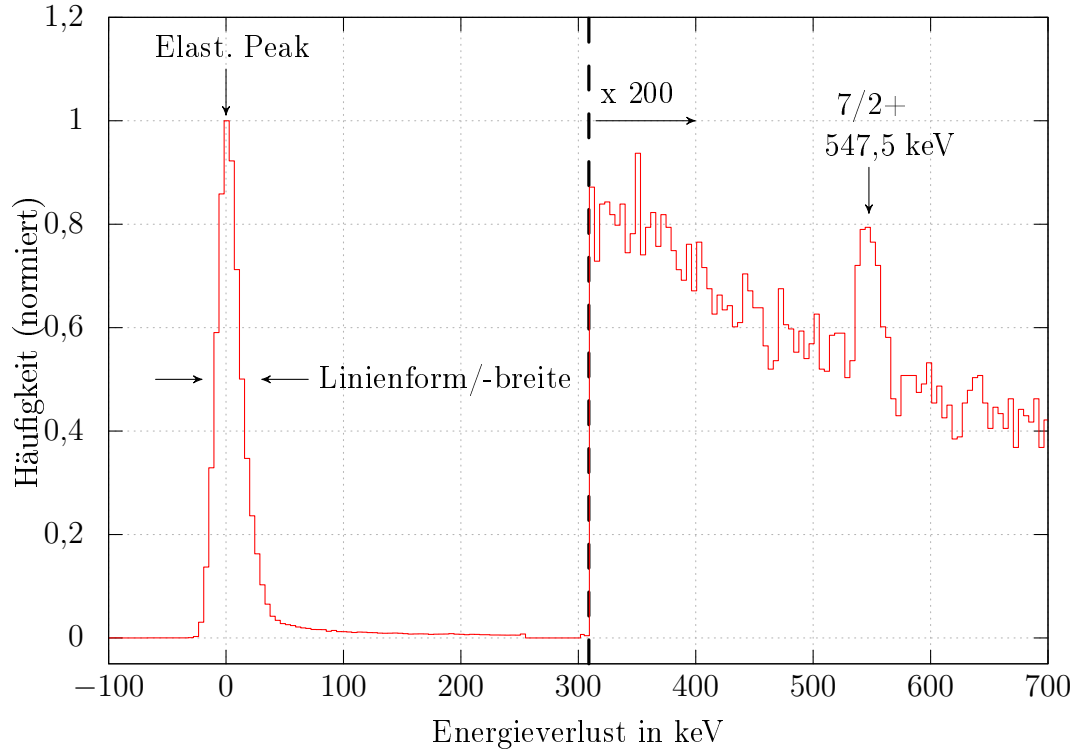


Abb. 8.5: Beispiel eines mit dem  $169^\circ$ -Spektrometer aufgenommenen Energieverlustspektrums (hier für die Streuung eines Strahls mit  $E_{\text{kin}} = 42,5 \text{ MeV}$  an einer Goldfolie der Massenbelegung  $1 \text{ mg/cm}^2$ ). Durch Pfeile markiert sind der elastische Peak / die elastische Linie, deren Breite in den folgenden Messungen von Interesse ist. Außerdem ist ein angeregter Zustand bei  $547,5 \text{ keV}$  sowie eine Detektorlücke zu sehen, in der konstruktionsbedingt keine Detektion erfolgt.

Die daraus verwendete Information über die Linienbreite ist die Summe aus  $\sigma_l$  und  $\sigma_r$ . Dieser Wert wird im Folgenden als Linienbreite oder Peakbreite bezeichnet. Die Energieverteilung des Strahls findet sich in der Breite der Linienform wieder (Breite des elastischen Peaks). Die Linienform und somit auch die Breite der Verteilung entstehen allerdings durch eine Überlagerung mehrerer Beiträge, welche im Folgenden erläutert werden sollen.

### 8.1.2 Beiträge zur Linienbreite

#### Detektorebene

Die Detektorebene wurde im Rahmen von [63] neu aufgebaut und besteht aus 384 Siliziumstreifen. Dazu wurden vier zusammenhängende Module zu je 96 Streifen nebeneinander installiert. Die Streifenbreite beträgt 0,65 mm. Zwischen den Modulen existieren bauartbedingt drei Lücken von jeweils 7 mm, in denen keine Detektion erfolgt. Die relative Energieauflösung  $\Delta E/E$  dieses Detektors wurde in [32] vermessen. Dies geschah bei einer Strahlenergie von 70 MeV und der Streuung an  $^9\text{Be}$ . Das Spektrum zeigt zwei deutlich ausgeprägte Peaks, den elastischen und den des zweiten angeregten Zustands. Die Energiedifferenz beider Zustände wurde zur Bestimmung der Detektorauflösung durch die Zahl der dazwischenliegenden Streifen geteilt. Die so bestimmte Auflösung beträgt  $9,7 \times 10^{-5}$  was folglich einer Streifenbreite entspricht.

#### Spektrometermagnet

Inhomogenitäten z.B. durch Fertigungstoleranzen führen dazu, dass die Abbildungseigenschaften des Spektrometermagneten ebenfalls zur Linienbreite beitragen. Das auf der Detektorebene abgebildete Profil wird dadurch zusätzlich verbreitert. Die Auflösung des Magneten ist mit  $1,5 \times 10^{-4}$  dokumentiert [31].

#### Strahlfleckgröße

Die Magnetform ist so gewählt, dass sie Elektronen gleicher Energie auf einen Punkt in der Detektorebene (oberer Fokus) abbilden kann, wenn diese aus einem punktförmigen Streuzentrum im unteren Fokus des Magneten in diesen eintreten. Dies führt dazu, dass die vertikale Strahlfleckgröße  $\sigma_y^1$  ebenfalls in der Detektorebene abgebildet wird. Elektronen gleicher Energie, die aber von unterschiedlichen vertikalen Positionen des Targets stammen, treffen so auf mehrere Detektorstreifen. Dies führt ebenfalls zu einer (Energie-)Verbreiterung der gemessenen Linienform.

Für die Berechnung dieses Beitrags wurde im Rahmen von [61] mittels eines Drahtscanneraufbaus die vertikale Dispersion des 169°-Spektrometers sowie die

vertikale Strahlausdehnung vermessen. Die Dispersion des Spektrometers beträgt demnach  $D = 37,9(3) \text{ mm}/\%$ . Die vertikale Ausdehnung des Strahls wurde zu  $2\sigma_y^1 = 0,232(6) \text{ mm}$  bestimmt. Der gesuchte Beitrag zur Linienbreite kann somit für die Strahlausdehnung und Strahlenergie während der Tests des Scrapersystems berechnet werden zu  $2\sigma_y^1/D \times 42,5 \text{ MeV} = 0,26(1) \text{ keV}$  [61].

## Targetverbreiterung

Die Streuung der Elektronen an den Hüllenelektronen der Targetatome trägt ebenfalls zur Linienverbreiterung bei. Der Einfluss ist dabei abhängig von der Targetdicke  $t$ , dem Material und der Elektronenenergie. Um eine Linienverbreiterung durch das Target soweit wie möglich zu reduzieren, muss der Weg der Elektronen durch das Material möglichst kurz gehalten werden. Abbildung 8.6 zeigt exemplarisch die Anordnung für einen Streuwinkel von  $\theta = 90^\circ$ . Diese Geometrie wird als Transmissionsgeometrie bezeichnet. Alle Elektronen, die im Spektrometer detektiert werden, mussten die gleiche effektive Targetdicke  $t_{\text{eff}} = t/\cos(\theta/2)$  passieren. In den Messungen mit dem  $169^\circ$ -Spektrometer betrug der Streuwinkel  $\theta = 93^\circ$ .

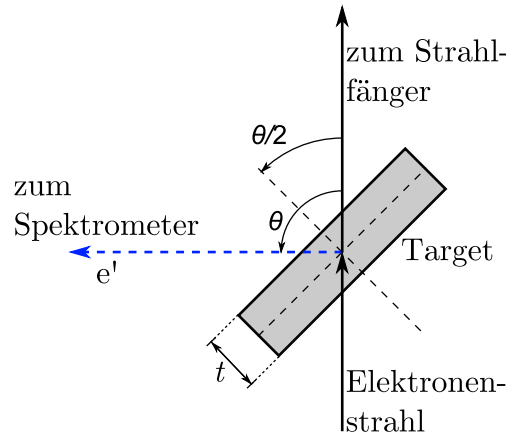


Abb. 8.6: Schematische Darstellung der Targetpositionierung (Draufsicht). Bei dieser Transmissionsgeometrie beträgt der Winkel zwischen Target und Elektronenstrahl exakt die Hälfte des Streuwinkels  $\theta$ .

Die effektive Targetdicke des verwendeten Goldtargets mit einer Massenbelegung von  $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$  errechnet sich somit zu  $753 \text{ nm}$ . Um für diesen Fall den Einfluss des Targets auf die Linienbreite im aufgenommenen Spektrum zu bestimmen, wurde eine GEANT4-Simulation durchgeführt. Die Energieverteilung eines mo-



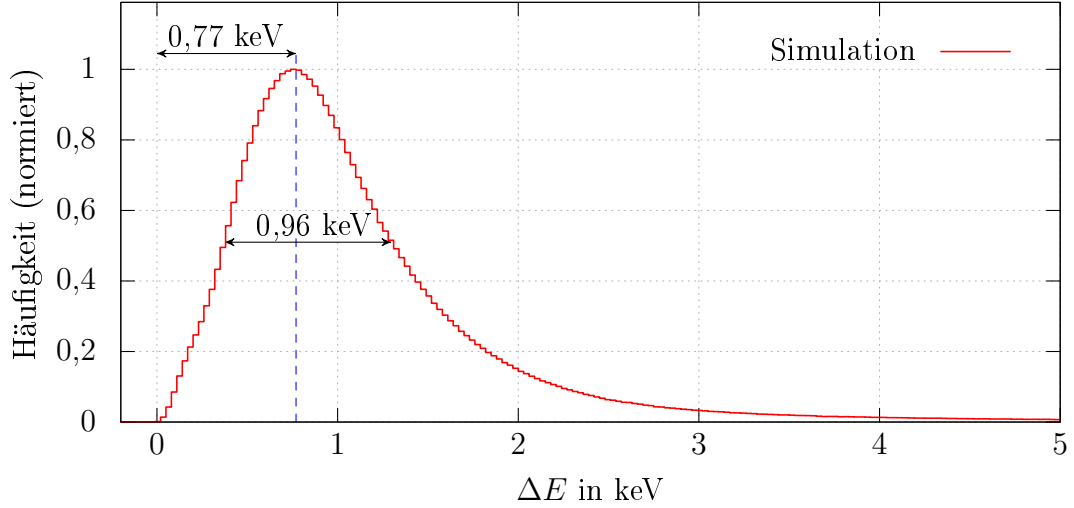


Abb. 8.7: Simulationsergebnis für die Energieverteilung eines Elektronenstrahls bei  $E_{\text{kin}} = 42,5 \text{ MeV}$  nach der Passage eines Goldtargets der Massenbelegung  $1 \text{ mg/cm}^2$  und bei einem Streuwinkel von  $\theta = 93^\circ$ . Die Ermittlung der Breite der Verteilung wurde analog zur Auswertung der Spektren im  $169^\circ$ -Spektrometer vorgenommen (s. Abschn. 8.1.1).

noenergetischen Elektronenstrahls einer kinetischen Energie von  $42,5 \text{ MeV}$  nach der Passage des Goldtargets ist in Abb. 8.7 gezeigt. Das Ergebnis der Simulation zeigt zwei Effekte. Zum einen zeigt die Verteilung einen Energieerwartungswert, der etwa  $0,77 \text{ keV}$  unter der Startenergie liegt. Diese Verschiebung skaliert mit der Targetdicke und führt in den aufgenommenen Spektren nur dann zu einer Linienverbreiterung, wenn das verwendete Targetmaterial eine inhomogene Massenbelegung aufweist. Zum anderen weist der Strahl auch nach der Passage eines Targets mit homogener Massenbelegung eine Energieverbreiterung auf, die sich in den Spektren wiederfinden lässt. Der dafür verantwortliche Effekt wird als *Energy-Straggling* bezeichnet. Die Elektronen legen unterschiedliche Wege durch das Material zurück und verlieren daher unterschiedlich große Anteile ihrer Energie. Die gezeigte Verteilung wurde analog zum gemessenen Energiespektrum im  $169^\circ$ -Spektrometer ausgewertet. Die erhaltene Linienbreite ist die Summe aus  $\sigma_l$  und  $\sigma_r$  der beiden angepassten Gaußfunktionen (s. Gl. 8.1). Die Targetverbreiterung für das verwendete Goldtarget beträgt demnach  $0,96 \text{ keV}$ , wenn von einem Target mit homogener Massenbelegung ausgegangen wird.

## Elektronenstrahl

Die Form der Energieverteilung des Strahls ist unbekannt, da sie bisher nicht unabhängig von den soeben erwähnten anderen Beiträgen vermessen werden konnte. Die Energieunschärfe des Elektronenstrahls trägt zusammen mit den zeitlichen Variationen des Energieschwerpunkts des Strahls zu der Linienverbreiterung im aufgenommenen Spektrum bei. Die Linienbreite eines Spektrums kann nur dann bestimmt werden, wenn eine ausreichend große Zahl an Ereignissen aufgenommen wurde, da dies für die Kurvenanpassung erforderlich ist. Die daraus erhaltenen Ergebnisse für den Peakschwerpunkt und die Linienbreite sind Mittelwerte über die Dauer der Messung. Mithilfe der Spektrometermessung ist folglich keine Aussage über zeitliche Schwankungen möglich, die innerhalb der Messdauer stattfinden.

### 8.1.3 Bewertung der Beiträge und Zerlegung

Abgesehen vom Elektronenstrahl sind die anderen beschriebenen Beiträge zur Linienbreite im Spektrum bekannt. Die Übersicht in Tab. 8.1 zeigt, dass die wesentlichen Beiträge. Der Einfluss der Strahlfleckgröße sowie der Targeteinfluss wurden

Tab. 8.1: Bekannte Beiträge zur Linienbreite im Spektrum des 169°-Spektrometers. Die Werte in keV entsprechen dem Einfluss bei einer Strahlenergie von 42,5 MeV. Relative Werte in Klammern gelten ausschließlich für die betrachtete Strahlenergie, bzw. im Falle der Strahlausdehnung für die gemessene Strahlform bei den Tests des Scrapersystems.

Beitrag	keV	$\times 10^{-5}$
Spektrometermagnet	6,4	15
Streifendetektor	4,1	9,7
Strahlfleckgröße	0,3	(0,6)
Targeteinfluss	1,0	(2,3)

im Rahmen dieser Arbeit ermittelt, spielen aber im Vergleich zum Beitrag des Spektrometermagnets und der Detektorauflösung nur eine unwesentliche Rolle. Der Spektrometermagnet weist den höchsten Beitrag auf, jedoch ist unbekannt,

ob dieser Wert aus einer Messung stammt, oder das Ergebnis einer Rechnung mit den Fertigungstoleranzen des Herstellers ist.

Um aus den gemessenen Peakformen für verschiedene Scrapereinstellungen auf die Energieunschärfe des Elektronenstrahls zu schließen, liegt es nahe, die bekannten Beiträge abzuziehen. Zu diesem Zweck ist allerdings die Entfaltung nach einer nicht bekannten Funktion nötig:

$$\sigma_{\text{gesamt}} = F(\sigma_{\text{Strahlenergie}}, \sigma_{\text{Magnet}}, \sigma_{\text{Detektor}}, \sigma_{\text{Strahlausdehnung}}, \sigma_{\text{Target}}) \quad (8.2)$$

Die Annahme, alle Beiträge addierten sich entsprechend der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung, würde die Unabhängigkeit der Einzelfehler voraussetzen. Eine ausführliche Untersuchung der Linienform und -verbreiterung wurde in [64] durchgeführt. Die resultierende Verteilung ist im Gegensatz zu den vorigen keine Gaußverteilung sondern wird im Allgemeinen als Landau-Verteilung bezeichnet [65]. Ohne ausführliche systematische Messungen kann eine Zerlegung der einzelnen Beiträge entsprechend der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung nicht ausreichend begründet werden. Zudem behandelt die anschließende Auswertung der Linienform diese als zusammengesetzte Verteilung (s. Gl. 8.1) und ermittelt somit ebenfalls nicht die Breite einer einzelnen Gaußverteilung, wie sie aus der diskutierten Annahme resultieren würde. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit darauf verzichtet, mithilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung auf die Energieunschärfe des Elektronenstrahls zu schließen. Stattdessen wird die Auswirkung auf die Linienbreite im Spektrum direkt betrachtet. Die angegebenen Beiträge in Tab. 8.1 können zu Vergleichszwecken herangezogen werden. Eine weitere Messung bestimmt die Energieunschärfe des Elektronenstrahls auf eine andere Weise, wodurch die beschriebene Problematik teilweise umgangen wird (siehe Abschn. 8.3).

#### 8.1.4 Messergebnisse für die Linienbreite

Zu verschiedenen Spaltbreiten des Energiescrapers wurde die jeweils resultierende Linienbreite der elastischen Linie im Spektrum bestimmt. Bereits bei der Betrachtung des Strahlflecks auf einem Leuchttarget im dispersiven Bereich des Scrapersystems konnte neben der statischen Energieunschärfe des Strahls eine Variation der gesamten Strahlenergie beobachtet werden, die sich durch ein Zittern und Springen in horizontaler Richtung über das gesamte Target äußerte.

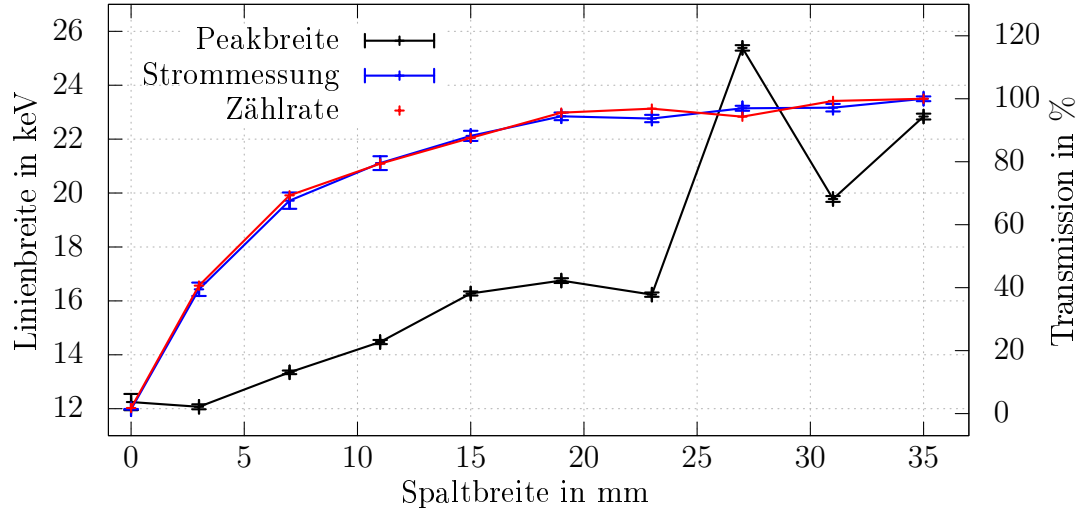


Abb. 8.8: Variation der Spaltbreite im Energiescrafer. Die schwarze Kurve zeigt die Messwerte der Linienbreite. Die blaue und rote Kurve zeigen jeweils die Transmission, einmal anhand der Strommessung und einmal mittels der Zählrate der Detektoren der Fokalebene errechnet. Der Elektronenstrahl wurde dazu mit einer kinetischen Energie von 42,5 MeV auf eine Goldfolie mit der Massenbelegung von  $1 \text{ mg/cm}^2$  geschossen. Die Messung erfolgte unter einem Streuwinkel von  $93^\circ$ .

Unter diesen Voraussetzungen wurde vor dem Einsatz des Energiescrapers eine Linienbreite von 23(1) keV aufgenommen, wobei über eine Dauer von etwa 5 min gemessen wurde. Die Beobachtungen zeigten außerdem, dass sich die beschriebenen Sprünge und Schwankungen der Strahlenergie umso deutlicher in einem Spektrum niederschlagen, je länger die Messung dauerte. Bei kurzen Messungen (wenige Minuten) kam es vor, dass keine Variationen aufgenommen wurden, sodass die ermittelte Linienbreite gegenüber längeren Messungen verringert war.

Abbildung 8.8 zeigt den Verlauf der erreichten Linienbreite in Abhängigkeit von der eingestellten Spaltbreite im Energiescrafer. Jeder Messpunkt entspricht dabei dem Ergebnis einer etwa fünfminütigen Datenaufnahme. Die angegebene Unsicherheit entspricht der Genauigkeit der Kurvenanpassung. Um Schwankungen zwischen zwei Messungen und Drifts auf größeren Zeitskalen zu beachten, müsste für jeden Messwert eine Reproduzierbarkeitsmessung durchgeführt werden (s. Abschn. 8). Da die Messung innerhalb eines begrenzten Zeitfensters erfolgen

musste, konnten keine solchen Reproduzierbarkeitsmessungen durchgeführt werden. Die Schwankungen der Messwerte bei weit geöffnetem Spalt verdeutlichen die Notwendigkeit von solchen, ausführlichen Untersuchungen.

Neben der Linienbreite ist außerdem der Anteil der im Strahlfänger hinter dem Experiment gemessenen Ladung am Gesamtstrom bei geöffnetem Energiescraper aufgetragen (im Folgenden bezeichnet als Transmission). Dabei handelt es sich um den Mittelwert der Strommessung während der fünfminütigen Datenaufnahme. Da in diesem Fall etwa 2000 Strommesswerte vorliegen, kann der Mittelwert sehr genau bestimmt werden. Die Unsicherheiten belaufen sich auf maximal  $2,5 \times 10^{-3}$ . Da der Maschinenzustand allerdings variiert, müsste auch hier eine Reproduzierbarkeitsmessung durchgeführt werden.

Eine zweite Messreihe, die ebenfalls Werte für die Transmission durch den Scraperspalt zeigt, wurde zusätzlich aus dem Peakvolumen und der Messdauer gewonnen. Die daraus berechnete Zählrate ist proportional zum Strahlstrom. Für aussagekräftige Unsicherheitsangaben wäre auch hier eine Reproduzierbarkeitsmessung nötig, da die Unsicherheit für das Peakvolumen andernfalls lediglich aus der Genauigkeit der Kurvenanpassung angegeben werden kann. Dieser beträgt maximal  $2,3 \times 10^{-3}$  und wurde aus diesem Grund nicht zusätzlich eingezeichnet. Jeweils auf ihren Maximalwert normiert zeigen beide Größen für die Transmission einen sehr ähnlichen Verlauf. Dies kann als Beleg für die Verlässlichkeit der Strommessung über den gesamten Zeitraum der Messreihe angesehen werden.

Die gemessene Peakbreite wurde durch die Verkleinerung des Energiescraper-spalts um etwa 13 keV reduziert. Die oben beschriebenen Sprünge der Strahlenergie scheinen durch Spaltbreiten unter 15 mm effektiv unterdrückt zu werden, während sie für größere Spaltbreiten eine deutlich sichtbare Variation der gemessenen Peakbreite zwischen den einzelnen Messungen verursachen.

Wird der Verlauf der Transmission und der Linienbreite betrachtet, fällt auf, dass sich die zwei Messpunkte für eine Spaltbreite von 3 mm und 0,1 mm bezüglich der Linienbreite nicht unterscheiden, während die Transmission absolut um 40 % fällt. In der Folge dieser Beobachtung wurden weitere Messungen im Bereich kleiner Spaltbreiten durchgeführt. Diese bestätigen eine nahezu konstante Linienbreite bei Spaltbreiten unter 3 mm. Abbildung 8.9 zeigt eine solche Untersuchung. Die Linienbreite wurde hier für kleine Spaltbreiten des Energiescrapers untersucht.

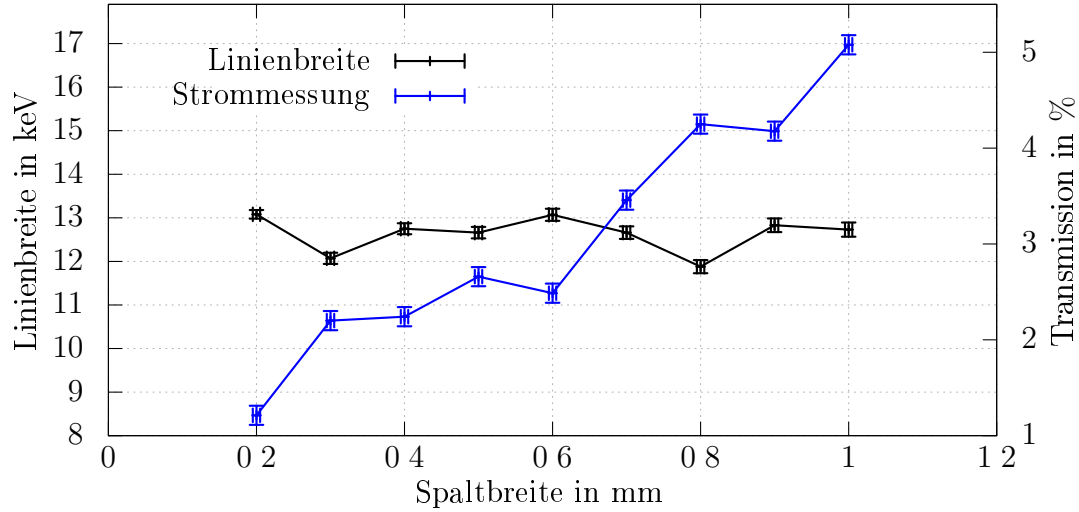


Abb. 8.9: Untersuchung des Energiescraperinflusses auf die Linienbreite für kleine Spaltbreiten. Die schwarze Kurve zeigt die Messwerte der Linienbreite. Die blaue Kurve zeigt jeweils die Transmission.

Der Verlauf der Transmission ist in diesem Bereich nahezu linear. Dies deutet darauf hin, dass der Anteil des Elektronenstrahls, der auf den Spalt trifft relativ homogen verteilt ist (siehe auch Abschn. 8.3). Die eingezeichneten Unsicherheiten der Linienbreite stammen wiederum aus der Kurvenanpassung und sind daher kein Maß für die Reproduzierbarkeit dieser Messwerte. Gleiches gilt für die Strommessung.

In mehreren Messreihen wurde diese untere Grenze der in diesem Aufbau erzielbaren Linienbreite bei Werten zwischen 10 keV und 13 keV gefunden. Im folgenden Abschnitt wird eine Messung vorgestellt, bei der die Linienbreite durch den Einsatz des horizontalen Haloscrapers weiter reduziert werden konnte.

### 8.1.5 Haloscraper

Während der Tests des Energiescrapers wurden die Haloscraper der zweiten Haloscraperkammer jedoch in den Strahl gefahren, um zu überprüfen, ob diese ebenfalls einen Einfluss auf die Linienbreite des Spektrums zeigen. Dazu wurde der Energiescraper auf eine Spaltbreite von 0,7 mm eingestellt. Die Transmission betrug etwa 3 %. Bei dem maximal eingestellten Strahlstrom von 3  $\mu$ A und der

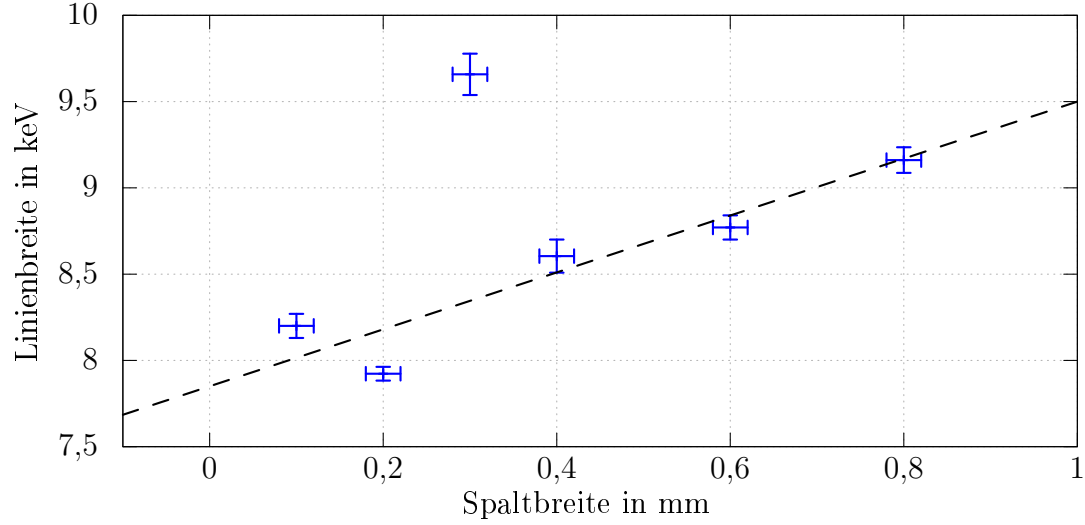


Abb. 8.10: Variation der Spaltbreite des horizontalen Haloscrapers zusätzlich zur festgehaltenen Spaltbreite von 0,7 mm im Energiescraper. Die angedeutete Gerade ergibt sich als Ausgleichsgerade bei Vernachlässigung des Messwertes bei 0,3 mm, für dessen Abweichung keine Erklärung gefunden werden konnte. Die minimal erreichte Linienbreite von 7,92(25) keV stellt einen Rekord am S-DALINAC dar.

Strahlenergie von 42,5 MeV berechnet sich die Strahlleistung hinter dem Energiescraper auf maximal 4 W, sodass die Haloscraper gefahrlos eingesetzt werden konnten (s. Abschn. 5.3).

Für eine gegebene Energiescraper-Einstellung betrug die Energieunschärfe 10,03(18) keV. Während der vertikale Haloscraper keinen Einfluss auf die Energieunschärfe zeigte, konnte diese durch kleine Spaltbreiten des horizontalen Haloscrapers weiter reduziert werden. Dieses Verhalten zeigt Abb. 8.10 wobei die einzelnen Messdauern aufgrund der geringen Transmission etwa 20 min betragen haben. Ein Vergleich der Transmission für die gezeigten Einstellungen konnte wegen starker Energie- und damit Transmissionsschwankungen bei dieser Messung nicht durchgeführt werden. Die Zählrate im Peak betrug bei diesen Messungen etwa 37 Hz, wobei ein Strahlstrom von 3  $\mu$ A fast vollständig im Scrapersystem gestoppt wurde. Die Transmission beträgt im Mittel bei diesen Messungen 1,5 %. Dies bedeutet, dass vom horizontalen Haloscraper zusätzlich etwa 50 % des Strahlanteils entfernt wurden, der zuvor bereits den Energiescraper passiert hatte. Eine

Erklärung für die auffällige Abweichung des Messwerts bei einer Spaltbreite von 0,3 mm konnte nicht gefunden werden. Die Größe der aufgetragenen Unsicherheiten der Linienbreite entspricht analog zu den zuvor vorgestellten Messungen der Unsicherheit aus der Kurvenanpassung zum jeweiligen Messpunkt.

Die minimal gemessene Linienbreite von 7,92(25) keV stellt in jedem Fall einen Rekord am S-DALINAC dar und zeigt zugleich, dass die sonstigen Beiträge zur Linienbreite, wie Spektrometer und Target maximal 8 keV betragen. Tabelle 8.1 zeigt unter anderem den Beitrag des Spektrometermagneten, der mit 6,4 keV einen Hinweis darauf gibt, dass die reine Strahlenergieunschärfe nochmals unterhalb des Wertes von 7,92(25) keV zu vermuten ist. Sollte die Linienbreite bei zukünftigen Messungen weiter reduziert werden können, muss über eine Verbesserung der Detektorauflösung beraten werden.

## Ursachen für den Haloscrapereinfluss auf die Linienbreite

Da der Haloscraper an einer Position in der Schikane installiert ist, an welcher weit weniger Dispersion herrschen sollte, als am Ort des Energiescrapers (s. Abschn. 5.1), wirft dieser Einfluss auf die Linienbreite zunächst Fragen auf. Aus der Strahldynamiksimulation folgt eine transversale Dispersion in horizontaler Richtung von maximal 5 mm/%. Bei Spaltbreiten zwischen 0,1 mm und 0,8 mm würde diese zu Strahlenergieunschärfen zwischen  $2 \times 10^{-4}$  und  $1,6 \times 10^{-3}$  führen. Im Mittel lag die im Spektrometer gemessene Linienbreite allerdings bei 8,72 keV und damit bei  $2 \times 10^{-4}$ . Der Beitrag des Elektronenstrahls zur Linienbreite muss demnach für diese Messung unter  $2 \times 10^{-4}$  gelegen haben, da die sonstigen Beiträge zur Linienverarbeitung ebenfalls in der Größenordnung von einigen keV liegen (s. Tab. 8.1).

Wird angenommen, dass der Dispersionsverlauf in der Schikane bei den durchgeführten Messungen nicht dem Verlauf aus den vorgestellten Simulationen entsprochen hat, könnte der Einfluss des Haloscrapers durch eine erhöhte Dispersion an dieser Stelle erklärt werden. Dies kann z.B. durch eine Fehleinstellung der Sektionen, die der Strahl durchläuft bevor er in die Schikane des Scrapersystems eintritt, verursacht werden. Weitere Hinweise auf eine Abweichung des Dispersionsverlaufs von den simulierten Werten werden in Abschn. 8.3 beschrieben.



## 8.2 Untersuchung des Einflusses des Energiescra- pers auf die Untergrundzählrate

Statt der direkten Vermessung des Strahlhalo wurde die indirekte Bestimmung über den erzeugten Photonenuntergrund gewählt. Der verwendete Aufbau wird im Folgenden kurz beschrieben.

### 8.2.1 Messaufbau Untergrundmessung

Bei der Reduktion des Strahlhalo soll der am Ort des Experiments messbare Untergrund reduziert werden, damit dort positionierte Koinzidenzaufbauten nicht durch diesen gestört werden [66]. In Koinzidenz sollen solche Ereignisse erfasst werden, bei denen der Elektronenstrahl an einem Targetatom streut. Der Energieverlust des gestreuten Elektrons wird mittels des Spektrometers bestimmt, während die vom Targetkern emittierte Photonenstrahlung in speziellen Detektoren nahe der Streukammer gemessen wird. Infolgedessen führen alle Wechselwirkungen des Elektronenstrahls mit anderen Komponenten (Strahlrohr, Targetrahmen) zu einer Erhöhung der Zählrate in den Detektoren für die Photonenstrahlung. Aus diesem Grund wurde zur Bestimmung des Untergrunds ein Leertarget mit identischen Abmessungen üblicher Streutargets im Strahl positioniert. Auf diese Weise ist es möglich, ausschließlich den unerwünschten Anteil der Ereignisse zu messen. Dazu wurde ebenfalls im Rahmen von [61] ein Szintillationsdetektor angefertigt, der sensitiv für Photonen- und Elektronenstrahlung ist. Die Position dieses Detektors ist in Abb. 8.2 eingezeichnet. Zu Testzwecken befand sich neben der Streukammer ebenfalls ein Aufbau bestehend aus drei  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -Detektoren, die für die Realisierung der zuvor beschriebenen  $(e, e'\gamma)$ -Koinzidenzmessungen vorgesehen sind. Deren Zählrate ist demnach von ebenso großem Interesse und wird bei der Untergrundmessung zusätzlich zur Zählrate des Szintillationsdetektors angegeben.

### 8.2.2 Untergrundmessung

Um die Auswirkungen des Energiescrapers zu bestimmen, wurde zunächst je eine Untergrundmessung durchgeführt, während derer der Strahl vollständig auf einer Scraperbacke im Energiescraper gestoppt wurde und eine, bei der der Strahl bereits in der Beschleunigerhalle vor dem Injektorbeschleuniger blockiert wurde, so dass kein Strahl in die Extraktionsstrahlführung gelangen konnte. Der verwendete Elektronenstrahl hatte eine kinetische Energie von 42,5 MeV und eine Stromstärke von 1  $\mu$ A. Die Messdauer betrug in beiden Fällen jeweils 40 min. Die Differenz der Zählraten beträgt 85(1) 1/s. Der Beitrag der am Energiescraper entstehenden Strahlung, die durch die Abschirmung der Bunkerstrahlführung hindurch zu einer Erhöhung der Untergrundzählrate an der Streukammer des 169°-Spektrometers führt, kann somit für einen Strahl bei einer kinetischen Energie von 42,5 MeV auf 85(2) 1/ $\mu$ C angegeben werden.

Im Anschluss wurde die Zählrate des Photonenuntergrunds für diverse Spaltbreiten mit und ohne Goldfolie im Targetrahmen gemessen. Die beiden Graphen in Abb. 8.11 zeigen die Abhängigkeit der Untergrundzählrate von der Spaltbreite. Da für kleinere Spaltbreiten ebenfalls die Transmission reduziert wird, wurde die Zählrate mit dem Strom hinter dem Experiment normiert. Durch die Reduktion der Spaltbreite des Energiescrapers konnte die normierte Zählrate bei der Leertargetmessung auf 8 % des Wertes bei offenem Energiescraper reduziert werden. Die Messreihe für das Goldtarget zeigt zunächst eine Steigerung der Untergrundzählrate um fast 50 %. Zur Erklärung dieser Beobachtung sind weitere Messungen notwendig. Jedoch zeigen die Zählraten bei Spaltbreiten unter 15 mm analog zum Leertarget auch hier eine effektive Reduktion des Untergrunds auf etwa 16 % im Vergleich zu offenem Energiescraper. Eine zusätzliche Verbesserung könnten die Haloscraper bringen, deren Einfluss im zeitlichen Rahmen der hier vorgestellten Messungen nicht untersucht werden konnte. Aus diesem Grund wird empfohlen, analog zu der hier präsentierten Untersuchung des Energiescrapers, eine Überprüfung der Auswirkungen der Haloscraper auf den Untergrund in der nächsten Strahlzeit durchzuführen (s. Kap. 10).

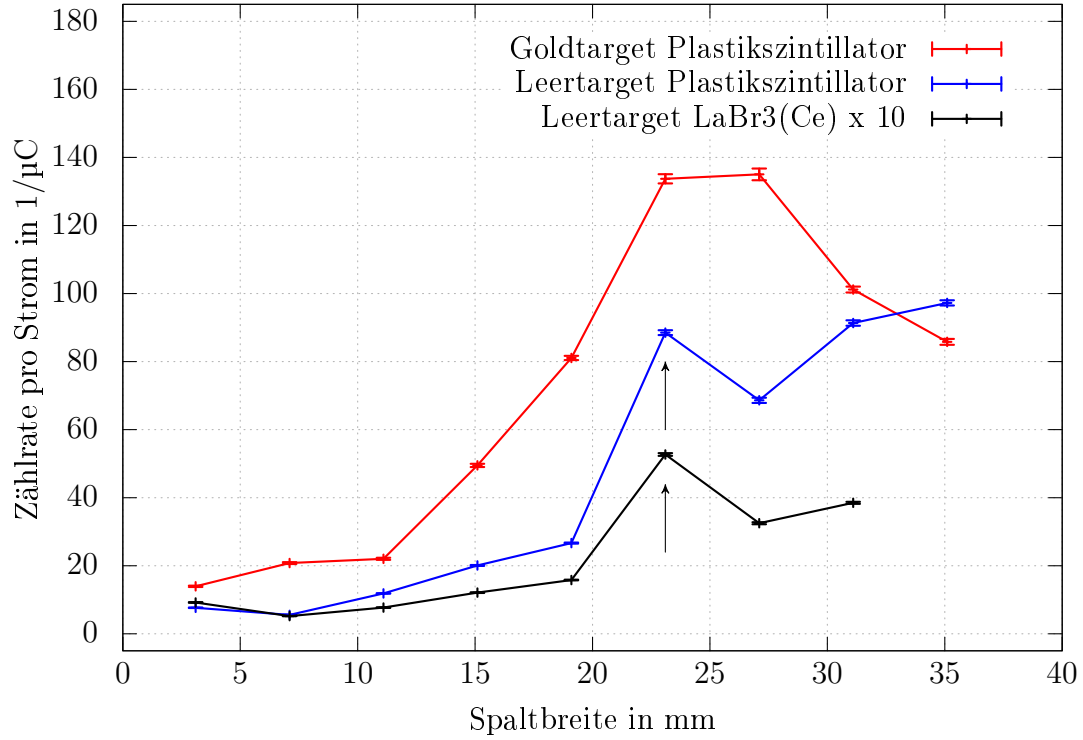


Abb. 8.11: Verhalten der Untergrundzählrate normiert auf den Strom hinter dem Experiment bei schrittweiser Variation der Spaltbreite des Energiescrapers. Die normierte Zählrate des Plastikszintillators für die Messung mit dem Goldtarget ist in rot dargestellt, die Messung mit dem Leertarget in blau. In schwarz ist die normierte Zählrate des LaBr3(Ce)-Testaufbaus eingezeichnet, die zur besseren Vergleichbarkeit mit einem Faktor 10 skaliert wurden. Jede Einstellung wurde bei Gold für etwa 5 min und bei dem Leertarget für etwa 40 min aufgenommen. Bei den markierten Messwerten musste die Strahlenergie aufgrund von plötzlichen Strahlverlusten in der Beschleunigerhalle nachjustiert werden, was die Abweichung dieses Werts erklärt.

### 8.3 Optische Vermessung der Energieverteilung des Elektronenstrahls

Wie in Abschn. 8.1.3 erläutert wurde, kann die Energieunschärfe des Elektronenstrahls im Spektrometer nicht eindeutig von den sonstigen Beiträgen zur Peakverbreiterung getrennt werden. Außerdem deutet der Verlauf der Linienbreite in Abhängigkeit von der Spaltbreite des Energiescrapers mit dem erwähnten „Plateau“ bei Spaltbreiten unter 3 mm darauf hin, dass solche Anteile, die unabhängig von der Energieunschärfe des Strahls zur Linienverbreiterung beitragen, hier dominieren. Aus diesem Grund wurde eine zusätzliche Messung durchgeführt, die die Energieverteilung des Elektronenstrahls auf einem Leuchtschirm abbildet. Die Position dieses Leuchtschirms ist in Abb. 8.12 eingezeichnet.

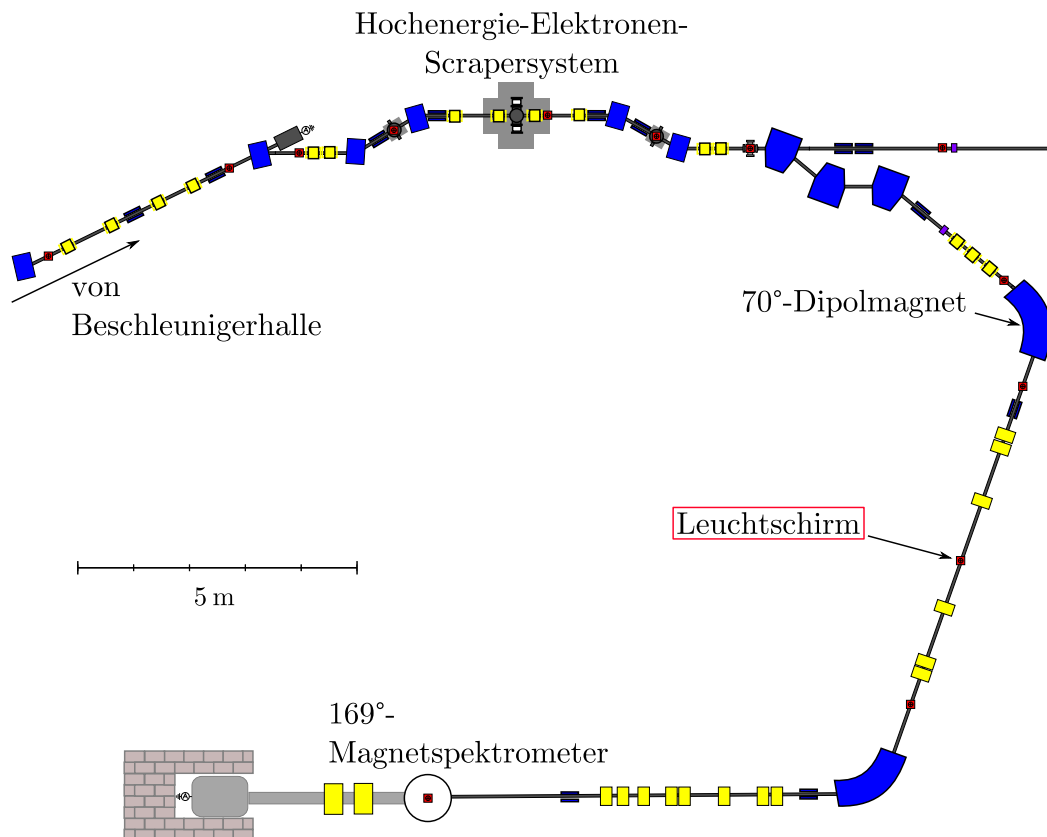


Abb. 8.12: Ausschnitt der Strahlführung in der Experimentierhalle. Der Leuchtschirm für die Messung befindet sich mittig zwischen zwei großen Dipolmagneten, die den Strahl jeweils um 70° ablenken.

Am Ort des Leuchtschirms herrscht Dispersion in horizontaler Richtung. Aus diesem Grund eignet sich die Position, um die Energieverteilung des Strahls abzubilden. Dazu wird ein Bild des Strahlprofils auf dem Leuchtschirm aufgenommen. Die horizontale Ausdehnung des Elektronenstrahls am Ort des Leuchtschirms stellt eine Überlagerung der Strahlgröße sowie der dispersionsbedingten Aufweitung dar. Durch nicht genauer quantifizierbare Effekte wie z.B. das „Überstrahlen“ des Leuchtschirmmaterials zeigt das aufgenommene Bild zusätzlich eine überschätzte Strahlgröße. Dies bedeutet, dass die aus dieser Messung erhaltenen Werte eine obere Grenze für die *Energieunschärfe des Elektronenstrahls* darstellen.

Um zunächst die transversale Dispersion an dieser Stelle zu bestimmen, wurde die Strahlenergie leicht variiert und jeweils der Mittelpunkt des elastischen Peaks mit dem 169°-Spektrometer gemessen. Zu jeder Messung wurde das Bild des Strahls auf dem Leuchtschirm aufgenommen (gemittelt über 10s). Zur Analyse dieser Bilder wurde die Projektion der Helligkeitswerte auf die Horizontale gebildet. Im nächsten Schritt diente die Anpassung einer Gaußfunktion dazu, die Position des Intensitätsmaximums zu ermitteln. Mithilfe der erhaltenen Wertepaare aus Position auf Leuchtschirm und Energie des elastischen Peaks, wurde die Dispersion zu 40(5) mm/% bestimmt [61]. Mit dieser Information ist es möglich, die Breite der Energieverteilung durch die Analyse des Bilds auf dem Leuchtschirm direkt zu bestimmen.

Die Aufnahme der Energieunschärfe in Abhängigkeit von der Spaltbreite des Energiescrapers erfolgte bei einer Strahlzeit mit der kinetischen Energie von 22,5 MeV im nicht-rezirkulierenden Betrieb des Hauptbeschleunigers.

Analog zu der bereits in Abschn. 8.8 vorgestellten Spektrometermessung wurde der Energiescraper schrittweise geschlossen. Die Helligkeitswerte der Pixel der aufgenommenen Bilder wurden im Auswerteprozess auf die horizontale Achse projiziert. Zur Vergleichbarkeit mit der Vorgehensweise bei der Spektrometermessung (s. Abschn. 8.1.1) wurde anschließend eine Gaußfunktion angepasst, deren Standardabweichung mit dem Faktor 2 multipliziert und zu Vergleichszwecken herangezogen wird.

Abbildung 8.13 zeigt die ermittelte Energieunschärfe des Elektronenstrahls für die Änderung der Spaltbreite des Energiescrapers. Der minimal erreichte Wert

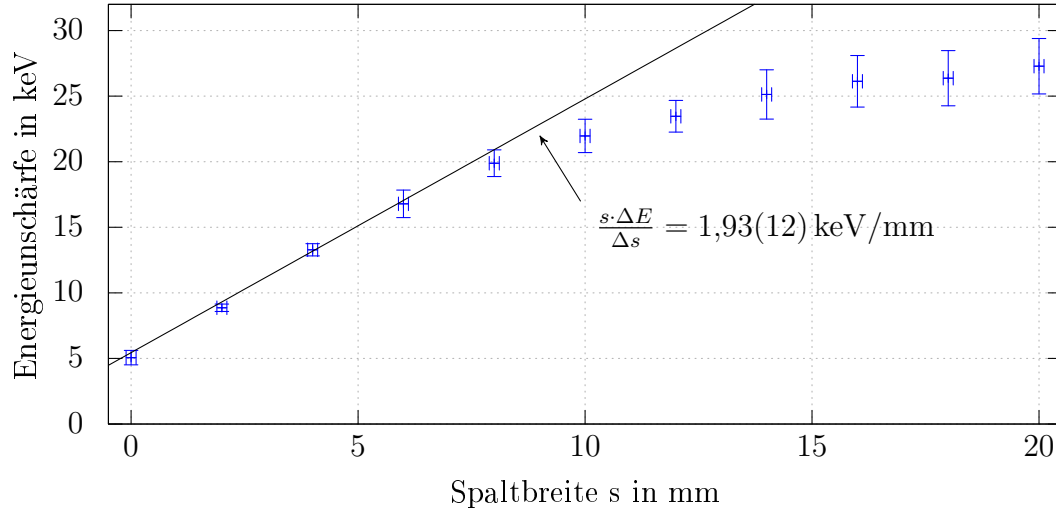


Abb. 8.13: Optische Bestimmung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls für verschiedene Spaltbreiten des Energiescrapers. Die eingezeichnete Gerade ist identisch mit der Ausgleichsgerade in Abb. 8.14.

liegt bei etwa 5 keV für die Strahlenergie von 22,5 MeV. Dies entspricht einer relativen Energieunschärfe von besser als  $2,2 \times 10^{-4}$ .

Die analysierte Helligkeitsverteilung auf dem Leuchtschirm enthält unbekannte Beiträge zur Verteilungsbreite. Unabhängig von der Aufweitung des Strahls aufgrund der Dispersion an der Stelle, weist der Strahl eine Ausdehnung in horizontaler Richtung auf. Dieser Beitrag ist mitunter abhängig von der Spaltbreite des Energiescrapers und konnte nicht näher bestimmt werden. Zusätzlich ist aus Vergleichen mit Drahtscannermessungen bekannt, dass das Material des verwendeten Leuchtschirms (Berylliumoxid) dazu neigt, den Strahl übergroß abzubilden [61]. Diese beiden Beiträge konnten bislang nicht näher untersucht werden, sodass die vorgestellten Messwerte lediglich eine konservative Abschätzung der Energieunschärfe darstellen. Es sind weitere Messungen sowie eine Modifikation des verwendeten Aufbaus vorgesehen (s. Kap. 10), da auch Energieschwankungen des gesamten Strahls eine horizontale Bewegung des Schwerpunkts auf dem Leuchtschirm verursachen und darin eine Möglichkeit zur zeitlichen Untersuchung der Schwankungen liegt. Für Spaltbreiten unter 1,4 mm wurde eine zweite Messreihe aufgenommen, die in Abb. 8.14 gezeigt ist.

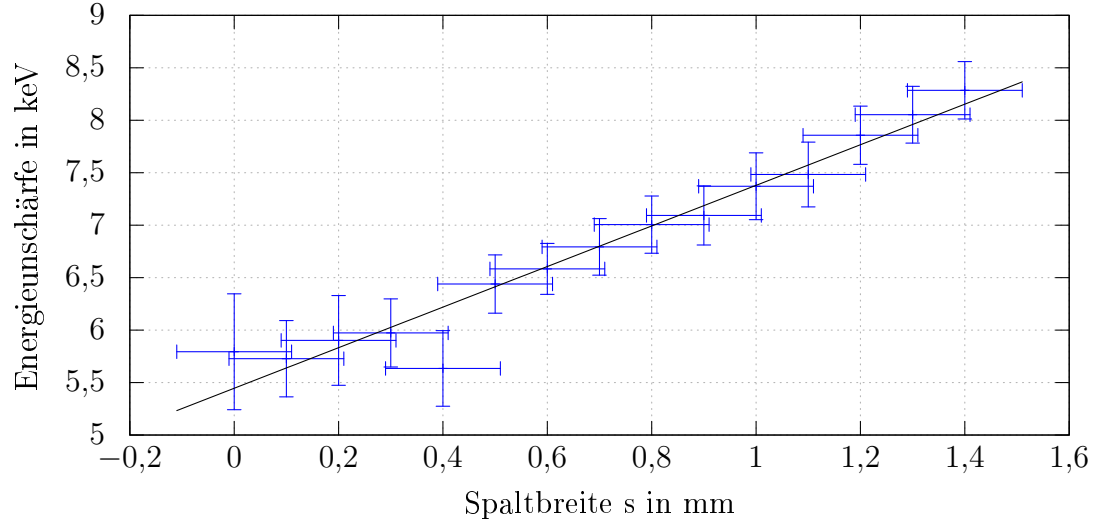


Abb. 8.14: Optische Bestimmung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls für kleine Spaltbreiten des Energiescrapers. Die Messpunkte liegen näherungsweise auf einer Geraden.

An die Werte aus Abb. 8.14 wurde eine Gerade angepasst, die ebenfalls in Abb. 8.13 eingezeichnet ist. Im folgenden Abschnitt wird diese Gerade dazu genutzt, die Dispersion am Ort des Energiescrapers zu bestimmen.

## 8.4 Bestimmung der Dispersion am Ort des Energiescrapers

Die Betrachtung der Messreihe aus Abschn. 8.3 für Spaltbreiten unter 4 mm deutet darauf hin, dass der Energiescraper hier aus einer inhomogenen Verteilung einen Anteil des Strahls herauschneidet, der annähernd homogen ist (mit einer Breite von etwa 13 keV). Aus diesem Grund wurde die Steigung der angepassten Geraden genutzt, um die Dispersion am Ort des Energiescrapers zu überprüfen. Die Steigung beträgt  $1,93(12)$  keV/mm. Bei der Strahlenergie von 22,5 MeV entspricht dies einer Dispersion von  $116(8)$  mm/%. Dieser Wert weicht deutlich von dem Ergebnis aus der Strahldynamiksimulation von 22 mm/% (s. Abschn. 5.1) ab. Eine Erklärung für diese Abweichung kann ohne weitere, ausführliche Unter-

suchungen nicht gegeben werden. Es ist jedoch zu vermuten, dass der Elektronenstrahl (anders als in der Simulation) durch eine Fehleinstellung des vorausgehenden Strahlführungsabschnitts bereits mit Dispersion in das Scrapersystem eingeschossen wird, wodurch der Dispersionsverlauf innerhalb des Systems entscheidend von der Simulation abweicht.

## 8.5 Strommessung

Eine Motivation die Scraperbacken des Energiescrapers isoliert zu konstruieren, war es, die dort deponierte Ladung zu messen. Diese ist proportional zum geblockten Anteil des Strahlstroms. Zur Diagnose wurde während der Tests der Strom auf beiden Scraperbacken zusammen mit dem Strom des Strahlfängers hinter dem 169°-Spektrometer verwendet. Dieses Signal zeigt an, ob Strahlverluste in der Beschleunigerhalle den Strom am Experiment reduzieren oder ob sich die Energie des Strahl geändert hat und daher ein größerer Anteil auf einer der beiden Scraperbacken deponiert wird. In diesem Fall bleibt die Summe der Strommesswerte etwa gleich. Zur weiteren Diagnose werden die beiden Scraperbacken getrennt betrachtet. Um eine möglichst große Transmission zum Experiment zu erreichen, sollte die Hauptintensität der Strahls exakt mit der Position des Schlitzes übereinstimmen. Dies konnte erreicht und nachjustiert werden, indem die elektrischen Feldamplituden der Beschleunigungsstrukturen im Hauptbeschleuniger immer dann korrigiert wurden, wenn sich das Verhältnis der Strommesswerte auf den Scraperbacken verändert hatte. Es wird empfohlen, die Möglichkeit einer neuen Regelung zu prüfen, die basierend auf den Strommesswerten der Energiescraperbacken eine automatische Korrektur und Stabilisierung der Strahlenergie bewirkt.

Abbildung 8.15 zeigt exemplarisch einen Zeitabschnitt während einer  $(e,e')$ - Strahlzeit im November 2017. Die Strommesswerte wurden zur besseren Visualisierung von schnellen Schwankungen befreit, indem über Intervalle von jeweils 7 s gemittelt wurde. Dabei handelt es sich um einen *gleitenden Mittelwert*. Eine plötzliche Änderung führt darum zu einer zeitlich verlangsamten Reaktion dieses Mittelwertes wie z.B. die Reaktion der Strommesswerte auf die Änderung der Amplitude



zeigt. Die Messwerte weisen an mehreren Stellen darauf hin, dass der Strahl seinen (Energie-)Schwerpunkt verschoben hat, was durch die Pfeile angezeigt werden soll. Der Operateur reagiert auf den reduzierten Strom am Experiment indem er etwa bei  $t = 55$  s die Feldamplitude der letzten Beschleunigungsstruktur minimal erhöht. Die Strommessung der Energiescraperbacken und die Betrachtung der Summe aller Strommessungen zeigen, dass bei dieser Einstellung mehr Transmission durch den Scraper erreicht wurde.

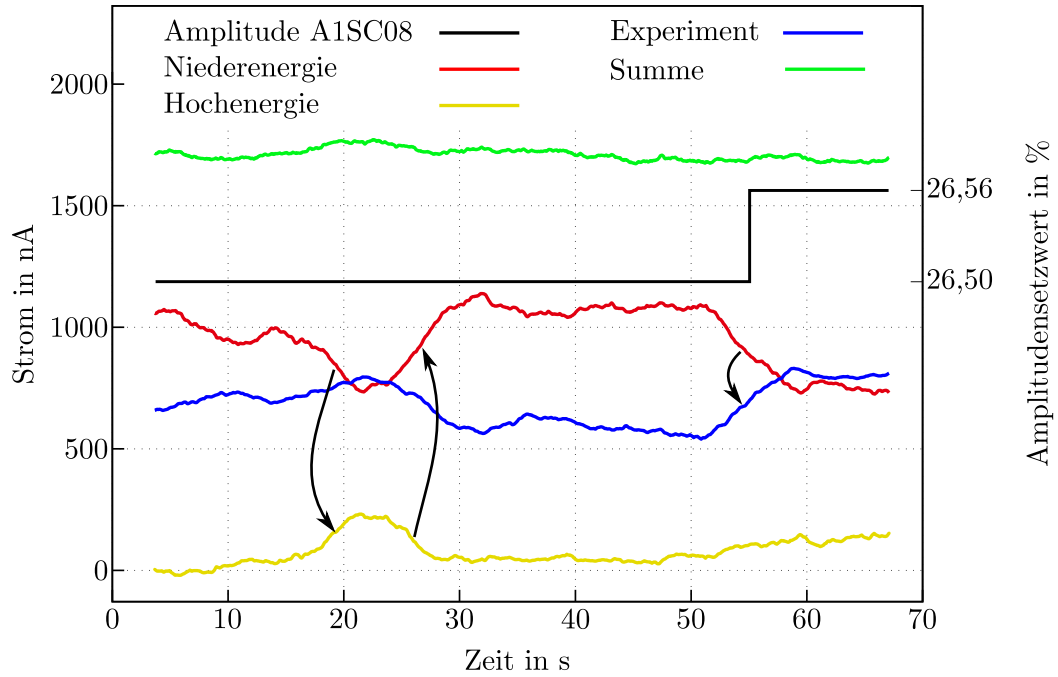


Abb. 8.15: Strommesswerte während eines  $(e,e')$ -Experiments am Messplatz des  $169^\circ$ -Spektrometers. Die gelbe Linie zeigt die Strommessung der Hochenergiescraperbacke, die rote die der Niederenergiescraperbacke. In blau ist die Strommessung hinter dem Experiment und in grün die Summe der drei Signale gezeichnet. Die Strommesswerte sind Mittelwerte über 7 s. In schwarz ist der Amplitudensetzwert der letzten Hauptbeschleunigerstruktur (A1SC08) gezeigt. Die Pfeile sollen andeuten wohin sich der Strahlschwerpunkt verschoben hat.

## 9 Beobachtete Schwankungen trotz Energiescraper

Während des einfach rezirkulierenden Betriebs bei einer Strahlenergie von 42,5 MeV wurde zeitweise folgende Beobachtung gemacht: Die horizontale Ausdehnung des Strahlflecks, auf dem Leuchttarget aus Abschn. 8.3, konnte zwar durch das Schließen des Energiescrapers von etwa 10 mm auf 1 mm reduziert werden, der Strahlfleck schwankte allerdings in horizontaler Richtung um  $\pm 2$  mm. Im Folgenden wird untersucht, welche Ursachen das beobachtete Verhalten haben könnte.

### 9.1 Magnetfeldstabilität

Das Scrapersystem wirkt bei feststehenden Magnetfeldern und fester Spaltposition als Filter, der nur den ausgewählten Energiebereich des Strahls passieren lässt. Eine Energieschwankung würde in diesem Falle alleine durch Transmissionsverluste bemerkt werden, die Auflösung des Experiments und die Position des Strahlflecks auf dem betrachteten Leuchttarget werden dadurch nicht beeinträchtigt. Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich Instabilitäten der eingesetzten Magnete auswirken. Dazu wurden einige Magnettypen auf deren Stabilität überprüft.

Tabelle 9.1 zeigt die Ergebnisse der Messung, wobei zusätzlich auch die Stabilität des Magnetfelds im 169°-Spektrometer überprüft wurde. Die Messung der Felder erfolgte bei vergleichbaren Stromstärke-Setzwerten wie auch beim Strahlbetrieb während der Tests des Scrapersystems. Die Genauigkeit des verwendeten Messgeräts (Lakeshore Model 425 mit der Sonde MMT-6J18-VH) gibt der Hersteller zu  $f = 0,2\%$  des abgelesenen Messwertes an [67, 68]. Die Sonde wurde in den betrachteten Magnettypen jeweils in einer Position fixiert. Es wurde darauf geachtet, die Sonde nach einer Aufwärmzeit von 2 Stunden auszulesen, sodass keine Temperaturdrifts beobachtet werden konnten. Während jeder Messung wurden über etwa 15 min je 10 Werte pro Sekunde ausgelesen. Die aus den Daten ermittelte, gemessene Standardabweichung  $\sigma_M$  ist in der Tabelle zusammen mit der

gemessenen Standardabweichung zweier Eichmagnete aufgelistet. Da es sich bei den verwendeten Eichmagneten um Permanentmagnete handelt, kann diese Messung dazu verwendet werden, die Ungenauigkeit des Messgerätes zu bestimmen. Die angegebene Feldstärke für den Quadrupolmagnet wurde stationär bei einem Abstand von der magnetischen Achse von etwa 3 cm gemessen.

Tab. 9.1: Vergleich der gemessenen Magnetfeldstabilität von Dipol-, Quadrupol- und Eichmagneten (jeweils 15 min). Dabei ist  $B_{\text{Mittel}}$  die mittlere magnetische Flussdichte während der Messung und  $\sigma_{\text{M}}$  die Standardabweichung aus der Messung.

Magnet	$B_{\text{Mittel}}$ in mT	$\sigma_{\text{M}}$ in $\mu\text{T}$
169°-Spektr. Dipol	140,2796	5,0
E1BM02	231,0264	5,1
E1BM03	278,9939	5,3
E1QU05	58,1782	5,0
Eichmagnet 1	97,9172	5,0
Eichmagnet 2	291,0988	5,2

Die Standardabweichung liegt für alle gemessenen Magnete bei etwa  $5\mu\text{T}$  wobei zwischen Elektro- und Permanentmagneten kein Unterschied festgestellt werden konnte. Dies deutet darauf hin, dass die gemessene Standardabweichung allein in der Stabilität des verwendeten Messgerätes begründet liegt. Eventuell vorhandenen Schwankungen der betrachteten Magnetfelder von E1BM02, E1BM03 und E1QU05 würden demnach im betrachteten Messzeitraum zu einer Standardabweichung führen, die unterhalb von  $5\mu\text{T}$  liegt. Zur Abschätzung der Auswirkungen einer solchen Schwankung auf die erreichbare Energieauflösung über die betrachtete Messdauer von 15 min wurde eine konservative Betrachtung durchgeführt, wobei  $\sigma = 5\mu\text{T}$  angenommen wurde. Der Einfluss des Spektrometermagnets selbst errechnet sich dabei in linearer Näherung wie folgt:

$$\text{Peakverbreiterung} = \frac{\sigma_{\text{M}}}{B_{\text{Mittel}}} \cdot \text{Strahlenergie} \quad (9.1)$$

Die Auswirkungen der Feldschwankungen bei Dipol- und Quadrupolmagneten in der Extraktionsstrahlführung auf Energie- oder Ortsschwankungen hinter dem

Energiescraper sind erheblich komplizierter zu bestimmen.

Der Energieanteil, der den Scraper spalt passiert, kann einerseits durch die Schwankung der Dispersion im Scraper hervorgerufen werden. Andererseits kann auch eine Positionsschwankung des Strahls durch die Feldschwankung eines Magnets in einem nicht dispersiven Abschnitt hervorgerufen werden und die gleiche Auswirkung haben. Schwankungen einiger Quadrupolmagnete, die die Dispersion stark beeinflussen, könnten zudem dazu führen, dass Dispersion in Abschnitte geführt wird, die ansonsten dispersionsfrei sind. Um der Komplexität des Problems gerecht zu werden, wurde eine Strahldynamiksimulation des Extraktionsbereichs zwischen Separationsdipol und Energiescraper durchgeführt. Darin konnte jeder Magnet entsprechend der gemessenen Schwankung mit einer Variation seiner Feldstärke versehen werden. Die jeweilige Auswirkung auf die Position des Sollstrahls am Ort des Scrapers wurde entsprechend der Scraperdispersion (konservative Abschätzung mit 22 mm/%) und der eingestellten Strahlenergie in eine Energieverschiebung hinter dem Scraper umgerechnet. Der Einfluss des Spektrometermagnets, sowie einiger Extraktionsmagnete mit der jeweils stärksten Auswirkung sind in Tab. 9.2 aufgeführt. Die angegebene Energieabweichung ergibt sich für die oben beschriebene Abschätzung der Magnetfeldschwankungen, wobei die Messungen darauf hindeuten, dass die tatsächlichen Magnetfeldschwankungen geringer sind. Der Einfluss der Quadrupolmagnete ist bei diesen Feldvariationen vernachlässigbar klein, es ergaben sich lediglich Energieverschiebungen von 0,025 keV.

Tab. 9.2: Übersicht der Magnete mit dem größten Einfluss auf eine Energieverschiebung durch Schwankungen ihrer Magnetfeldstärke um 5  $\mu$ T.

Magnet	$B_{\text{Mittel}}$ in mT bei 42,5 MeV	Energieverschiebung in keV
169°-Spektr. Dipol	140,2796	1,546
E1BM02	231,0264	0,586
E1BM04	279,1072	0,782

Die Ergebnisse der Stabilitätsüberprüfung der Magnete erklären lediglich eine Variation der Strahlenergie trotz geschlossenem Energiescraper von weniger als 1 keV. Am Ort des Leuchtschirms, auf dem die beschriebenen Schwankungen in horizontaler Richtung beobachtet wurden, wurde die Dispersion zu 40(5) mm/% bestimmt [61]. Eine Energieverschiebung von 1 keV würde demnach zu einer Bewegung des Strahlflecks von weniger als 0,2 mm führen.

Eine weitere Strahldynamiksimulation konnte zudem ausschließen, dass die beobachtete Bewegung aus Magnetfeldschwankungen hinter dem Scrapersystem resultiert [48]. Magnetfeldschwankungen können somit die beobachteten Schwankungen nicht erklären.

## 9.2 Scraperbetrieb und Nicht-Isochrones Rezirkulieren

Im Rahmen von [19], [69], [70] und [71] wurden Betriebsmodi des rezirkulierenden Beschleunigers untersucht, die Energieschwankungen kompensieren können. Zur Erklärung der aus diesen Arbeiten resultierenden Technik wird hier zunächst eine kurze Einführung gegeben.

### Hochfrequenzbeschleunigung und (Nicht-)Isochrones Rezirkulieren bei Linearbeschleunigern

Rezirkulierende Linearbeschleuniger wie der S-DALINAC werden im Dauerstrichbetrieb ausschließlich zur Beschleunigung von Elektronen eingesetzt. Aufgrund der geringen Masse erreichen diese bereits nach einer kurzen Injektorsektion annähernd Lichtgeschwindigkeit, sodass die danach folgenden Beschleunigungsstrukturen für alle weiteren Strahlenergien geeignet sind. Nach einer Beschleunigungsstrecke kann der Strahl deshalb über eine Rezirkulation wieder zu deren Anfang geführt und erneut beschleunigt werden. Um nach einer Rezirkulation die bestmögliche Beschleunigung in den Strukturen zu erreichen, wird die Länge der Rezirkulation angepasst. Dadurch wird erreicht, dass die Elektronenbunche zum Zeitpunkt  $t_0$  exakt auf der Spitze des Hochfrequenzfeldes im Mittelpunkt

der Hohlraumresonatoren sind. Abbildung 9.1 zeigt links beispielhaft einen Elektronenbunch, der sich zum Zeitpunkt  $t_0$  im Maximum des Feldes befindet. Eine

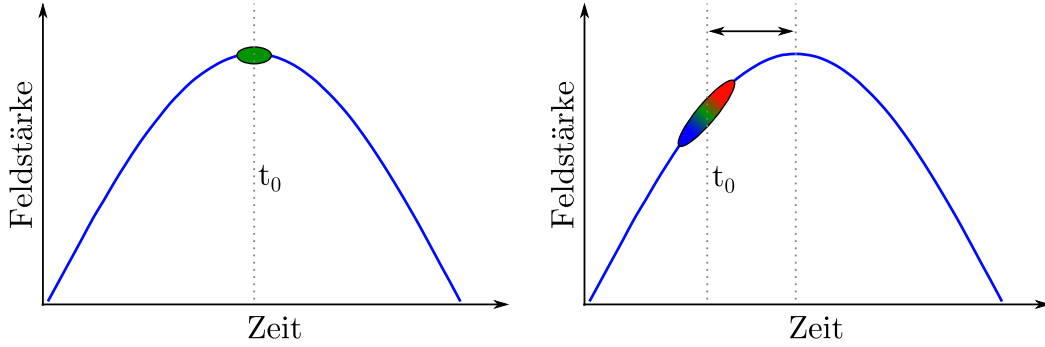


Abb. 9.1: Darstellung der Beschleunigung im zeitlichen Maximum des Felds und auf dessen Flanke. Der zuvor longitudinal (zeitlich) entsprechend seiner Energie sortierte Bunch (blau: zu hohe Energie, rot: zu niedrige Energie) erfährt einen positionsabhängigen Energiegewinn.

Länge  $\Delta t$  des Bunches führt demnach dazu, dass die Elektronen bei  $-\frac{\Delta t}{2}$  und  $+\frac{\Delta t}{2}$  etwas weniger Energie gewinnen. Befindet sich der Bunch im Maximum des Feldes führt dies zwangsläufig zu einer Energieverbreiterung, die für große Bunchlängen stark zunimmt. Um dies zu verhindern, muss darauf Wert gelegt werden, dass die unterschiedlichen Energieanteile im Bunch beim Durchlaufen der Rezirkulationsbögen nicht longitudinal (zeitlich) auseinanderlaufen. Eine solche Einstellung wird *Isochrones Rezirkulieren* genannt. Nach dem gleichen Prinzip lässt sich jedoch bei anderer Wahl der Bunchposition eine Schwankung bzw. Unschärfe der Strahlenergie korrigieren. Dabei befindet sich der Bunch zum Zeitpunkt  $t_0$  nicht im Feldmaximum, sondern auf der Flanke des Feldes, wie Abb. 9.1 zeigt. In diesem Fall besteht eine näherungsweise lineare Beziehung zwischen Energiegewinn und longitudinaler Position im Bunch für jedes Elektron, die ausgenutzt werden kann, um den Strahl energetisch zu fokussieren. Wie bereits beschrieben, kann die Position des Bunchmittelpunkts durch die Änderung der Rezirkulationslänge eingestellt werden. Außerdem ist es nötig, den einmal beschleunigten Bunch während der Rezirkulation entsprechend seiner internen Energieanteile zeitlich bzw. räumlich zu sortieren. Dies geschieht durch die nicht-isochrone Einstellung der Rezirkulationsbögen. Energieabweichungen im Strahl führen bei der Passage eines Dipolfelds aufgrund der transversalen Dispersion zu einer leicht verlängerten

Flugstrecke. Mithilfe einer geeigneten Einstellung der Bogenquadrupolmagnete kann der Strahl den Bogen zwar transversal dispersionsfrei, also mit der gleichen transversalen Ausdehnung und Position, verlassen, weist aber je nach Einstellung der Bogenmagnete eine longitudinale Dispersion auf. Mit der bestmöglichen Abstimmung der absichtlich herbeigeführten longitudinalen Dispersion und des Einschusszeitpunktes in den Beschleuniger befassen sich [19] und [71]. Es konnte gezeigt werden, dass diese Technik die am Experiment erreichbare Energieschärfe und -stabilität verbessert [19].

## Einfluss auf den Scraperbetrieb

Da die beschriebene Technik die Energieunschärfe des Elektronenstrahls reduziert, sollte sie im Grunde dazu führen, dass bei gleicher Spaltbreite des Energiescrapers ein größerer Anteil des Strahls zum Experiment gelangen kann, als bei einer isochronen Einstellung mit geringerer Energieunschärfe. Dies gilt allerdings nur, wenn die Rezirkulationsbögen optimal eingestellt sind.

Das zu Beginn dieses Kapitels beschriebene Verhalten des Strahlflecks deutet auf eine Schwankung hin, die den Energiescraper trotz kleinstmöglicher Spaltbreite passieren kann. Die beteiligten Magnete wurden überprüft und deren Auswirkung kann die Beobachtung nicht erklären. Eine Fehleinstellung des *Nicht-Isochronen Rezirkulierens* (siehe unten) allerdings kann dazu führen, dass der Elektronenstrahl am Ort des Energiescrapers in horizontaler Richtung schwankt. Da diese Ortsschwankung nicht entsprechend der Dispersion an der Stelle mit einer Energieschwankung einhergeht, führt diese Bewegung des energetisch sortierten Strahls über den Scraperspalt unweigerlich dazu, dass unterschiedliche Energieanteile des Strahls den Spalt passieren können.

Im Nicht-Isochronen Modus werden Energieschwankungen automatisch korrigiert. Ortsschwankungen, die durch fälschlich transversal dispersiv eingestellte Bögen erzeugt werden, können weitergegeben werden, obwohl die Energieschwankung korrigiert wird. Diese Technik ist somit dazu in der Lage, den festen Zusammenhang zwischen Energie und Ort, auf dem ein Energiescrapersystem aufbaut, zu umgehen. Eine solche energieunabhängige Positionsschwankung kann auf den Leuchttargets zwischen Beschleunigerhalle und Extraktion nicht aufgelöst werden. Die einzige Möglichkeit eine solche Fehleinstellung zu korrigieren, besteht

in der Nutzung des Energiescrapers zusammen mit dem Positionsverhalten des Strahls auf dem in Abschn. 8.3 betrachteten Leuchtschirm. Zur Steigerung der Auflösung kann die Dispersion am Ort dieses Leuchtschirms temporär stark erhöht werden, indem der erste Quadrupolmagnet des dispersiven Abschnittes horizontal defokussierend eingestellt wird.

Weitere Untersuchungen müssen zeigen, inwieweit das *Nicht-Isochrone Rezirkulieren* zusammen mit dem Scraperbetrieb optimiert werden kann, und ob zum Erreichen dieses Ziels zusätzliche Strahldiagnose nötig ist.



## 10 Weitere Messvorhaben

Im Zuge der vorgestellten Inbetriebnahme konnten bereits die wichtigsten Funktionalitäten des aufgebauten Systems gezeigt werden. Unter anderem durch die guten Messergebnisse bei der optischen Bestimmung der Strahlenergieunschärfe (s. Abschn. 8.3) empfiehlt sich eine Erweiterung des genutzten Messplatzes. Im Rahmen von [61] werden dazu die notwendigen technischen Spezifikationen erarbeitet. Für die kommenden Strahlzeiten soll durch den vorgesehenen Aufbau die Strahlqualität unabhängig von der Spektrometermessung bestimmt werden können. Wie bereits in Abschn. 9.2 beschrieben wurde, konnte ebenfalls an dieser Position eine Fehleinstellung des Nicht-Isochronen Rezirkulationsmodus festgestellt werden. Zukünftig empfehle ich Einstellungen dieser Art ebenfalls mit dem vorgesehenen Aufbau zu überprüfen. Durch die Wahl einer hohen Bildwiederholrate ist ebenfalls eine zeitaufgelöste Analyse der Strahlenergieschwankungen denkbar, die dazu verwendet werden kann, mögliche Ursachen zu lokalisieren.

Die Untersuchung des Einflusses der Haloscaper auf die Untergrundzählrate am Experiment konnte in diesen Testmessungen nicht durchgeführt werden. Bei der Durchführung dieser fehlenden Messungen empfiehlt sich der Aufbau und die Vorgehensweise, wie sie in Abschn. 8.2 beschrieben wurden.

Neben dem verwendeten Experimentierplatz am 169°-Spektrometer kann der Elektronenstrahl auch für die beiden anderen Messplätze in der Experimentierhalle im Scrapersystem vorbereitet werden. Analog zu den in Kap. 8 vorgestellten Untersuchungen, sollte der Einfluss des Scrapersystems daher auch für diese Messplätze überprüft werden.

## 11 Schlussbemerkung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Hochenergie-Scrapersystem entwickelt, in der Extraktionsstrahlführung installiert und in Betrieb genommen. Die vorgenommene Erweiterung des S-DALINAC dient der Verbesserung der Elektronenstrahlqualität für alle angeschlossenen Hochenergieexperimente. Dies wird erreicht, indem Energieschwankungen geblockt werden und die Energieunschärfe des Strahls reduziert wird. Im Zuge der Inbetriebnahme konnten Messreihen aufgenommen werden, die belegen, dass die resultierende Linienbreite einer Referenzmessung mit dem  $169^\circ$ -Spektrometer durch den Einsatz des Energiescrapers von  $5,9(8) \times 10^{-4}$  auf  $1,9(3) \times 10^{-4}$  verringert wurde. Von dieser verringerten Linienbreite profitieren z.B. Untersuchungen möglicher Kernanregungen mittels Elektronenstreuung, da energetisch eng aneinanderliegende Linien separat aufgelöst werden können. Abbildung 11.1 zeigt den direkten Vergleich zweier aufgenommener Spektren mit und ohne Einsatz des Energiescrapers, sodass der Effekt auf die Linienbreite direkt ersichtlich ist. Die Linienbreite von  $7,9(3)$  keV bei einer Strahlenergie von  $42,5$  MeV

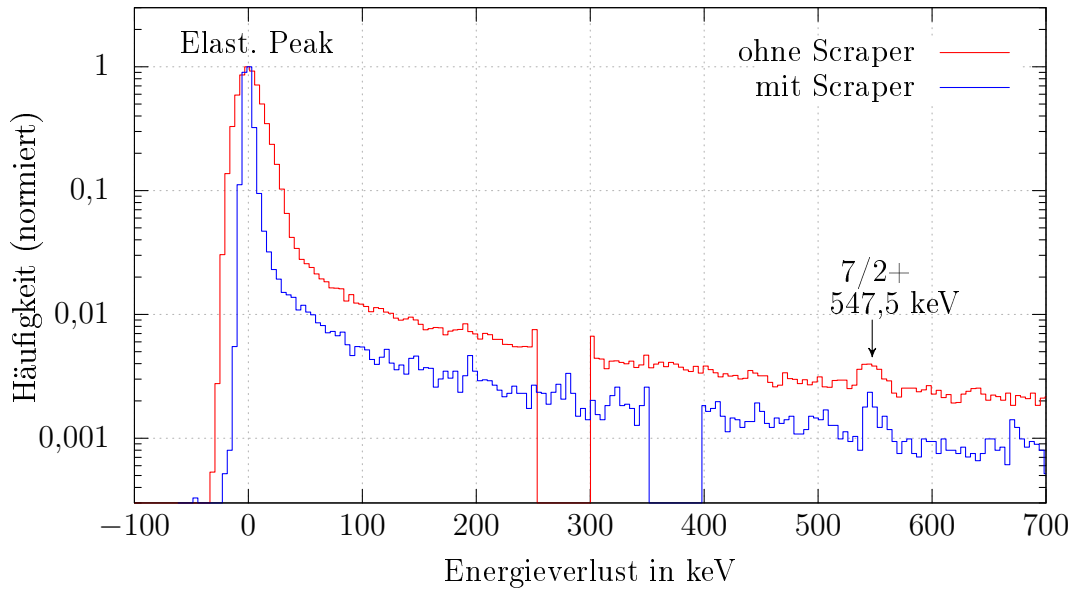


Abb. 11.1: Energieverlustspektrum mit und ohne Einsatz des Energiescrapers. Die verbesserte Energieunschärfe des Elektronenstrahls wird durch die verringerte Linienbreite angezeigt.

stellt den bislang kleinsten Wert für eine solche Messung am S-DALINAC dar.

Die Auslegung der Wasserkühlung, der Abschirmung und des Vakuumsystems des Energiescrapers erfolgte für die maximale Strahlleistung des S-DALINAC, sodass für die Experimente typische Strahlstromstärken von 1 bis 2  $\mu\text{A}$  auch dann bereitgestellt werden können, wenn eine Scrapereinstellung mit nur wenigen Prozent Transmission gewählt wird.

Neben der Verbesserung der Energieunschärfe konnte gezeigt werden, dass durch die Verwendung des Energiescrapers die Untergrundzählrate am Ort des 169°-Spektrometers um 90 % reduziert werden kann. Dadurch ist es möglich, zukünftige  $(e,e'\gamma)$ -Experimente mit Detektoren durchzuführen, die in direkter Nähe zur Streukammer positioniert sind.

Im Zuge dieser Arbeit wurde zum ersten mal eine optische Vermessung der Energieunschärfe mithilfe eines Leuchttargets durchgeführt. Die hervorragenden Messergebnisse, die sich mit dieser Methode erzielen ließen, werden nun zum Anlass genommen, diesen Messplatz weiter zu optimieren und dauerhaft aufzubauen. Zusammen mit dem Energiescraper wird somit auch eine verbesserte Einstellung des Nicht-Isochronen Rezirkulierens möglich sein.

Direkt im Anschluss an die Inbetriebnahme des Systems wurde der Energiescraper bereits in Elektronenstreuexperimenten eingesetzt, um die Strahlenergieunschärfe zu reduzieren und eng benachbarte Linien auflösen zu können. Während einer solchen Messzeit konnte ebenfalls gezeigt werden, dass die Strommessung der beiden Energiescraperbacken ein wichtiger Indikator für Energiedrifts des Strahls ist, die dadurch gezielt von einem Operateur ausgeglichen werden können. Im Gegensatz zu bisherigen Strahlzeiten ohne das Scrapersystem konnten die Amplitudensetzwerte und damit die Energie des Elektronenstrahls geändert werden, ohne dass die Datenaufnahme des Experiments dazu gestoppt werden musste. Dies erleichtert die Durchführung von Strahlzeiten auch mit unerfahrenen Operateuren und zeigt wirksam die angestrebte Entkopplung von Beschleuniger und Experiment durch die filternde Wirkung des Scrapersystems.

# A Anhang

## A.1 Magnetspezifikationen

In diesem Teil des Anhangs sind die Spezifikationen der Dipolmagnete der aufgebauten Magnetschikane aufgeführt. Der erste Magnet (E1BM03) enthält zusätzlich eine Möglichkeit, den Strahl um  $10^\circ$  nach rechts zu lenken (siehe [17]). Die anderen drei Magnete (E1BM04-06) sind baugleich. Die im folgenden angegebenen Daten stammen vom Hersteller [72].

**DIPOLE MAGNETS SPECIFICATION SHEET**  
**for three identical Dipole Magnets E1BM04, E1BM05, E1BM06**

**MAIN SPECIFICATION:**

Maximum field, B:	1.0	[T]
Integral field homogeneity, $d(B \cdot L)/(B \cdot L)$ :	$\leq 1 \cdot 10^{-3}$	[-]
Homogeneity width:	$\pm 10$	[mm]
Bending radius, $R_0$ :	484	[mm]
Bending angle, $\phi$ :	30	[°]
Entrance shim angle:	-20.0	[°]
Exit shim angle:	-20.0	[°]
Shim angle tolerance:	$\pm 0.1$	[°]
Pole iron gap, d:	30	[mm]
Pole base width W:	115	[mm]
Pole material:	XC06	[-]
Yoke material:	St.37	[-]

**COIL DATA:**

Conductor type:	Hollow conductor	[-]
Impregnation system:	DF3C	[-]
Conductor dimensions:	7x7 bore $\phi$ 4.0	[mm]
Number of turns per coil N:	96	[-]
Total number of turns in magnet $N_{tot}$ :	192	[-]
Cooling type:	Water cooled	[-]
Cooling water pressure drop:	5	[bar]
Cooling water flow:	1,35	[l/min.]
Cooling water inlet temperature:	12	[°C]
Cooling water temperature rise:	22	[°C]

**INTERFACE DATA:**

Current, I:	137	[A]
Voltage complete magnet, U:	15,1	[V]
Power, complete magnet, P:	2,07	[kW]
Proposed power supply, output current, $I_{PS}$ :	150	[A]
Proposed power supply, output voltage, $U_{PS}$ :	60	[V]
Proposed power supply, output power, $P_{PS}$ :	9	[kW]

**GENERAL DATA:**

Total copper weight, $W_{cu}$ :	approx. 75	[kg]
Total iron weight, $W_i$ :	approx. 185	[kg]
Total magnet weight, $W_{tot}$ :	approx. 270	[kg]

**VACUUM CHAMBER:**

Included/excluded:	Included	[-]
--------------------	----------	-----

**MAGNET SUPPORT:**

Included/excluded	Included	[-]
Support material: :	St. 37	[-]
Beam height above floor:	950	[mm]
Adjustment at magnet bottom "x-y-z"		
included/excluded:	Included	[-]
Adjustment "x-y-z" range:	$\pm 15$	[mm]

**ALIGNMENT FACILITIES:**

Alignment facilities included/excluded:	Included	[-]
Type:	Pin holes in pole surface and in top yoke	[-]

**OTHER ASCESSORIES:**

Field clamps:	Included	[-]
Trim coils:	Included	[-]
Field produced by trim coils (% of main max. field) :	1	[%]

## DIPOLE MAGNET SPECIFICATION SHEET for one special Dipole Magnet E1BM03

### MAIN SPECIFICATION:

Maximum field, B:	1.0	[T]
Integral field homogeneity, $d(B \cdot L)/(B \cdot L)$ :	$\leq 1 \cdot 10^{-3}$	[-]
Homogeneity width:	$\pm 10$	[mm]
Bending radius, $R_0$ :	+484 ; -1452	[mm]
Bending angle, $\varphi$ :	+30 ; -10	[°]
Entrance shim angle:	-20.0	[°]
Exit shim angle:	-20.0	[°]
Shim angle tolerance:	$\pm 0.1$	[°]
Pole iron gap, d:	30	[mm]
Pole base width W:	115 ; 230	[mm]
Pole material:	XC06	[-]
Yoke material:	St.37	[-]

### COIL DATA:

Conductor type:	Hollow conductor	[-]
Impregnation system:	DF3C	[-]
Conductor dimensions:	7x7 bore $\varnothing$ 4.0	[mm]
Number of turns per coil N:	96	[-]
Total number of turns in magnet $N_{tot}$ :	192	[-]
Cooling type:	Water cooled	[-]
Cooling water pressure drop:	5	[bar]
Cooling water flow:	1,25	[l/min.]
Cooling water inlet temperature:	12	[°C]
Cooling water temperature rise:	27	[°C]

### INTERFACE DATA:

Current, I:	137	[A]
Voltage complete magnet, U:	17,1	[V]
Power, complete magnet, P:	2,34	[kW]
Proposed power supply, output current, $I_{PS}$ :	150	[A]
Proposed power supply, output voltage, $U_{PS}$ :	60	[V]
Proposed power supply, output power, $P_{PS}$ :	9	[kW]

### GENERAL DATA:

Total copper weight, $W_{cu}$ :	approx. 85	[kg]
Total iron weight, $W_i$ :	approx. 275	[kg]
Total magnet weight, $W_{tot}$ :	approx. 370	[kg]

### VACUUM CHAMBER:

Included/excluded:	Included	[-]
--------------------	----------	-----

### MAGNET SUPPORT:

Included/excluded	Included	[-]
Support material: :	St. 37	[-]
Beam height above floor:	950	[mm]
Adjustment at magnet bottom "x-y-z"		
included/excluded:	Included	[-]
Adjustment "x-y-z" range:	$\pm 15$	[mm]

### ALIGNMENT FACILITIES:

Alignment facilities included/excluded:	Included	[-]
Type:	Pin holes in pole surface and in top yoke	[-]

### OTHER ASCESSORIES:

Field clamps:	Included	[-]
Trim coils:	Included	[-]
Field produced by trim coils (% of main max. field) :	1	[%]

## A.2 Magnetpositionen und -einstellungen

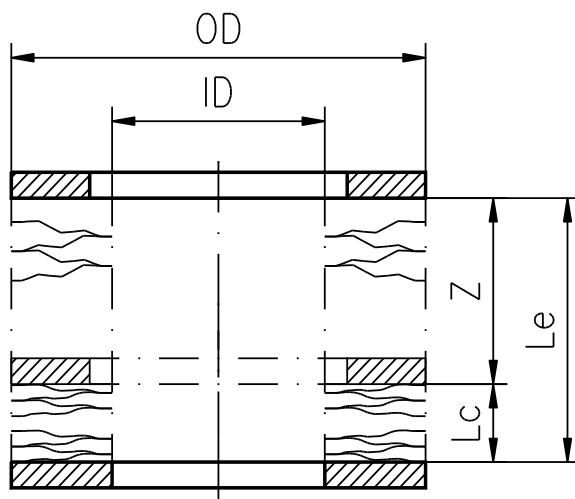
Hier sind die Ergebnisse der Strahldynamik-Optimierung aufgeführt (in zwei Spalten). Der Code ist sogleich die Arbeitsdatei für das verwendete Programm Xbeam [38, 73]. Alle Gradienten sind für eine Strahlenergie von 130 MeV angegeben.

```
'sigma' 0.1000 0.1000 0.0650 0.1000      'drift' " 0.4550 ;
0.0140 0.0000 130.0000 ;                  'quad' 'E1QU08' 0.1970 2.3880 ;
'quad' 'E1QU04' 0.1970 -3.4698 ;           'drift' " 0.5886 ;
'drift' " 0.0930 ;                         'quad' 'E1QU09' 0.1970 -4.5880 ;
'quad' 'E1QU05' 0.1970 0.9148 ;           'drift' " 0.4570 ;
'drift' " 0.2405 ;                         'fring2' " -21.2900 15.0000 0.5050 ;
'rota' " 180.0000 ;                       'dipol' 'E1BM05' 0.2408 30.0000 ;
'fring2' " -21.2200 15.0000 0.5050 ;      'fring2' " -21.2600 15.0000 0.5050 ;
'dipol' 'E1BM03' 0.2410 30.0000 ;          'drift' " 1.0016 ;
'fring2' " -21.2300 15.0000 0.5050 ;      'rota' " 180.0000 ;
'rota' " -180.0000 ;                     'fring2' " -21.2900 15.0000 0.5050 ;
'drift' " 1.0016 ;                       'dipol' 'E1BM06' 0.2408 30.0000 ;
'fring2' " -21.2900 15.0000 0.5050 ;      'fring2' " -21.2600 15.0000 0.5050 ;
'dipol' 'E1BM04' 0.2408 30.0000 ;          'rota' " -180.0000 ;
'fring2' " -21.2900 15.0000 0.5050 ;      'drift' " 0.2405 ;
'drift' " 0.4570 ;                       'quad' 'E1QU10' 0.1970 0.8654 ;
'quad' 'E1QU06' 0.1970 -4.5876 ;          'drift' " 0.0930 ;
'drift' " 0.5886 ;                       'quad' 'E1QU11' 0.1970 -4.1634 ;
'quad' 'E1QU07' 0.1970 2.3880 ;
```

## A.3 Datenblätter der verwendeten Membranbälge

Hier folgen die Spezifikationen der verwendeten Membranbälge. Die Daten dafür stammen vom Hersteller [74].

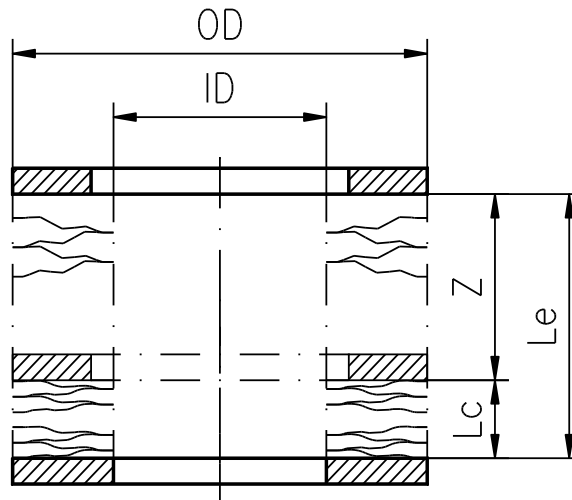
Membranbalgdaten axial / Bellows data sheet axial					
Innen - ø Inner - ø	ID	75 mm	Betriebsdruck innen Working pressure inside	Pi	1 bar
Aussen - ø Outer - ø	OD	100 mm	Betriebsdruck aussen Working pressure outside	Pa	0 bar
Wandstärke Wall thickness	t	0.15 mm	Betriebstemperatur Working temperature	OT	20 °C
Werkstoff Material		1.4404 (316 L)	Ausheiztemperatur Baking temperature	HT	80 °C
Membranform Diaphragm form		NS	Lastwechselzahl Guaranteed cycles	Nz	10'000
Anzahl Membranpaare Number of convolutions		15	Federrate Spring rate	SRz	5.3 N/mm
Hub axial Stroke axial	Z	41.3 mm	Druckdiff.-Kraft Pressure diff. Force	FZp	-605.4 N
		ohne Endstück w/o endpiece	mit Endstück with endpiece		
Länge frei Length free	Lf	37.5 mm	117.5 mm	Länge ES links /Length EP left 40 mm	
Länge gedrückt Length compressed	Lc	8.3 mm	88.3 mm	Länge ES rechts /Lenght EP right 40 mm	
Länge gestreckt Length extended	Le	49.5 mm	129.5 mm	Länge Ring /Lenght ring 0 mm	





### Membranbalgdaten axial / Bellows data sheet axial

Innen - ø Inner - ø	ID	16 mm	Betriebsdruck innen Working pressure inside	Pi	0 bar
Aussen - ø Outer - ø	OD	31.5 mm	Betriebsdruck aussen Working pressure outside	Pa	1 bar
Wandstärke Wall thickness	t	0.127 mm	Betriebstemperatur Working temperature	OT	20 °C
Werkstoff Material		1.4404 (316 L)	Ausheiztemperatur Baking temperature	HT	80 °C
Membranform Diaphragm form		NS	Lastwechselzahl Guaranteed cycles	Nz	10'000
Anzahl Membranpaare Number of convolutions		25	Federrate Spring rate	SRz	2.0 N/mm
Hub axial Stroke axial	Z	30.3 mm	Druckdiff.-Kraft Pressure diff. Force	FZp	45.9 N
		ohne Endstück w/o endpiece	mit Endstück with endpiece		
Länge frei Length free	Lf	29.5 mm	61.5 mm	Länge ES links /Length EP left 16 mm	
Länge gedrückt Length compressed	Lc	10.8 mm	42.8 mm	Länge ES rechts /Lenght EP right 16 mm	
Länge gestreckt Length extended	Le	41.0 mm	73.0 mm	Länge Ring /Lenght ring 0 mm	



## A.4 Energiescraper-Antrieb - Kalibrierungsfahrt

Die Kalibrierungsfahrt erfolgte am fertiggestellten System. Im Falle von Änderungen am Antrieb muss sie erneut durchgeführt werden. Die Messgenauigkeit mit dem verwendeten Messschieber betrug  $\pm 0,1$  mm. Die Position des inneren

Endabschalters entspricht dem jeweils letzten Wert in der Tabelle.

Schritte E1SL02:Links	horizontale Position E1SL02:Links in mm	Schritte E1SL02:Rechts	horizontale Position E1SL02:Rechts in mm
0	36,60	0	36,80
-1.000.000	35,55	-1.000.000	35,90
-2.000.000	34,70	-2.000.000	35,00
-3.000.000	33,78	-3.000.000	34,05
-4.000.000	32,85	-4.000.000	33,15
-5.000.000	32,00	-5.000.000	32,20
-6.000.000	31,13	-6.000.000	31,35
-7.000.000	30,25	-7.000.000	30,50
-8.000.000	29,45	-8.000.000	29,65
-9.000.000	28,55	-9.000.000	28,85
-10.000.000	27,78	-10.000.000	28,05
-11.000.000	27,00	-11.000.000	27,20
-12.000.000	26,10	-12.000.000	26,45
-13.000.000	25,45	-13.000.000	25,65
-14.000.000	24,65	-14.000.000	24,90
-15.000.000	23,90	-15.000.000	24,15
-16.000.000	23,25	-16.000.000	23,45
-17.000.000	22,50	-17.000.000	22,80
-18.000.000	21,80	-18.000.000	22,00
-19.000.000	21,10	-19.000.000	21,35
-20.000.000	20,40	-20.000.000	20,70
-21.000.000	19,75	-21.000.000	20,05
-22.000.000	19,10	-21.290.810	19,85
-23.017.835	18,50		

## A.5 Strahlenschutz

Im Folgenden sind die verwendeten Umrechnungskoeffizienten in effektive Personendosisleistung sowie die Abschwächungskoeffizienten für verschiedene Materialien angegeben, die für diese Arbeit verwendet wurden.

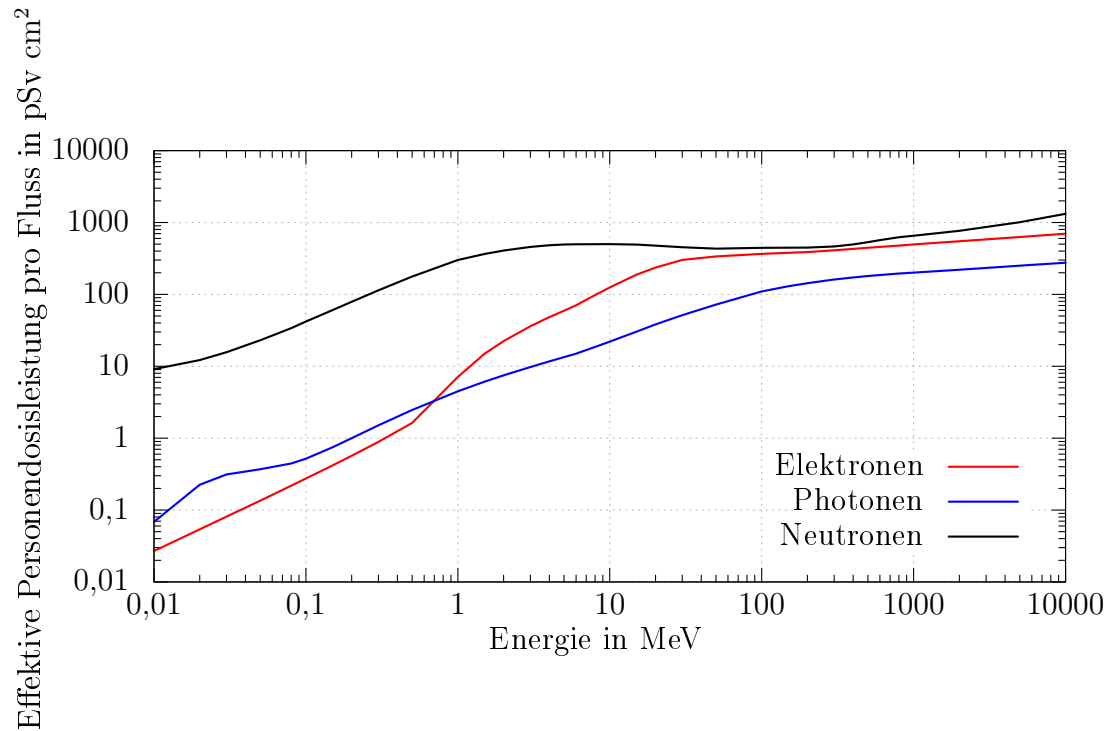


Abb. A.1: Umrechnungsfaktoren von Teilchenflussdichte zu effektiver Personendosisleistung in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. Die hier verwendeten Faktoren stellen jeweils die Maximalwerte aus [57] dar, welche aus den verschiedenen Strahlungsfeldern und Körperorientierungen ausgewählt wurden.

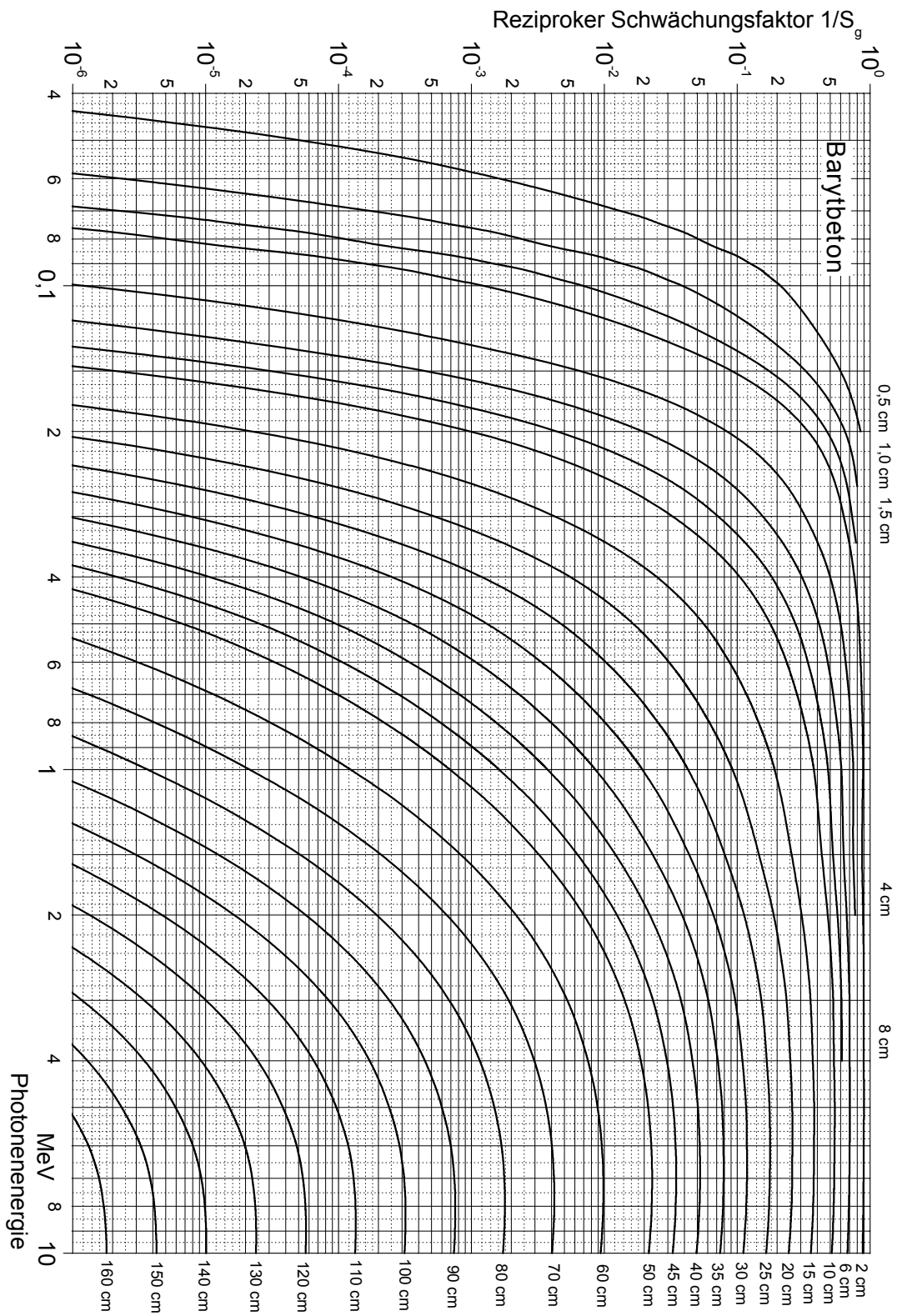


Abb. A.2: Abschwächungskoeffizienten für Baryt beton [42]

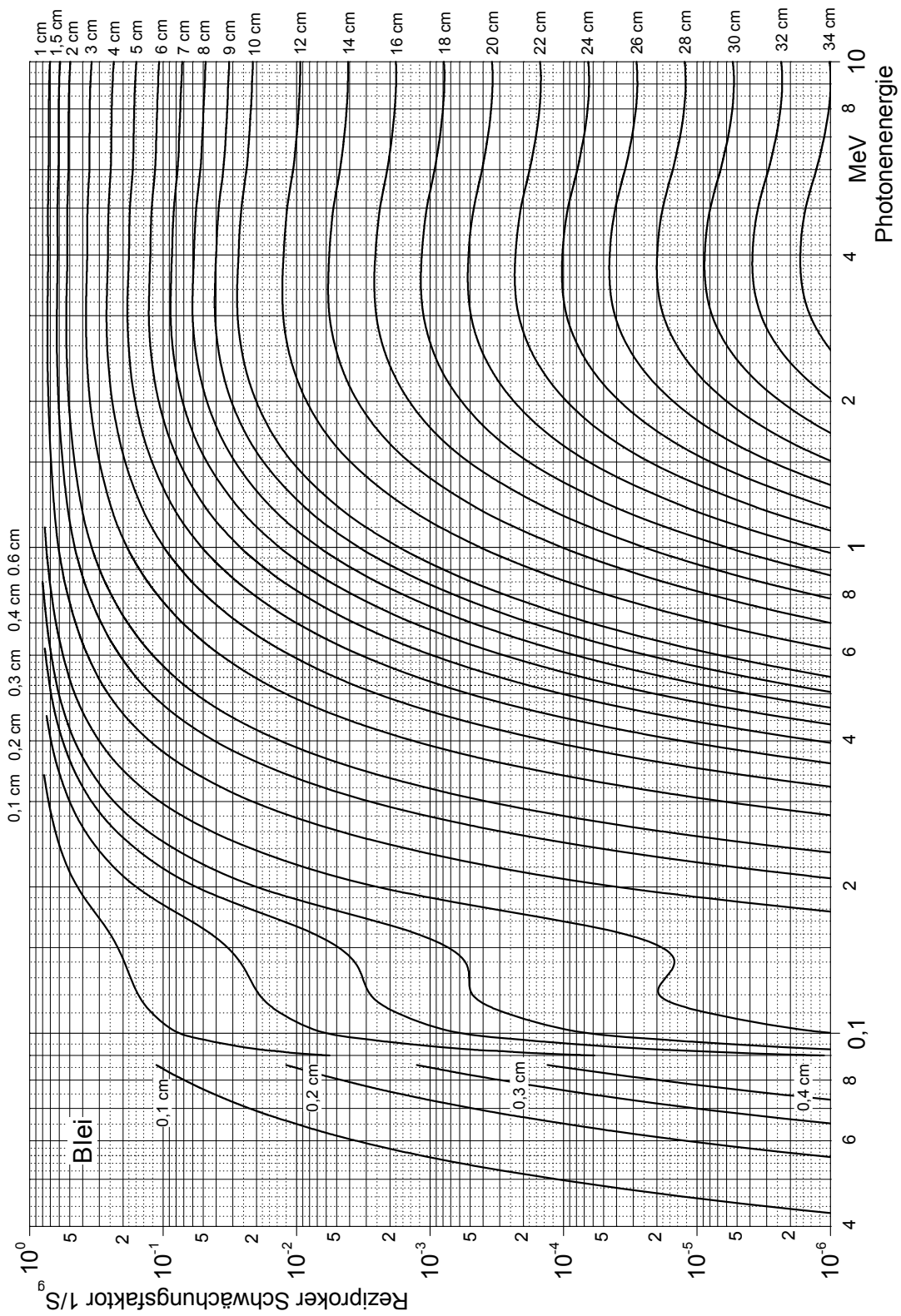


Abb. A.3: Abschwächungskoeffizienten für Blei [42]

## A.6 Aktivierung von Kupfer

Die möglichen Folgenuklide der Aktivierung verschiedenster Materialien, deren Halbwertszeit und die Sättigungsaktivierung können in [58] nachgelesen werden. Für diese Arbeit wurde die untenstehende Tabelle extrahiert.

Tochter nuklid Nuklid $T_{1/2}$		Dominante Produktion Muttern.    Reaktion    Schwelle in MeV			Sättigungsaktiv. in GBq/kW
Co-58	71,3 d	Cu-63	( $\gamma$ ,sp)	41,75	24
Co-58m	9,2 h	Cu-63	( $\gamma$ ,sp)	41,75	24
Co-60	5,26 a	Cu-63	( $\gamma$ ,n2p)	18,86	24
Ni-63	92 a	Cu-65	( $\gamma$ ,np)	17,11	17
Co-61	3,32 h	Cu-63	( $\gamma$ ,2n)	19,73	32
Co-62	0,16 h	Cu-63	( $\gamma$ ,n)	10,84	407
Cu-64	12,8 h	Cu-65	( $\gamma$ ,n)	9,91	185
Cu-66	0,09 h	Cu-65	(n, $\gamma$ )	-	-

Abb. A.4: Aktivierung von Kupfer (Cu-63: 69,1 %, Cu-65: 30,9 %) durch den Beschuss mit hochenergetischen Elektronenstrahlen. Die Sättigungsaktivierung ist angegeben pro kW Strahlleistung. Werte entnommen aus [58].

# Literatur

- [1] H. Becquerel, *On the rays emitted by phosphorescence*, *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.*, 122(8):420–421 (1896).
- [2] E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, *Phil. Mag. Ser.6*, 21:669–688 (1911).
- [3] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, *Experiments with high velocity positive ions.-(I) Further developments in the method of obtaining high velocity positive ions*, *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 136(830):619–630 (1932).
- [4] R. J. Van de Graaff, K. T. Compton and L. C. Van Atta, *The Electrostatic Production of High Voltage for Nuclear Investigations*, *Phys. Rev.*, 43:149–157 (1933).
- [5] G. Ising, *Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl*, *Ark. Mat. Astron. Fys.*, 18(30):1–4 (1924).
- [6] R. Wideroe, *Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen*, *Arch. Elektrotech.*, 21:387–406 (1928).
- [7] E. O. Lawrence and M. S. Livingston, *The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages*, *Phys. Rev.*, 40:19–35 (1932).
- [8] O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand and T. Ypsilantis, *Observation of Antiprotons*, *Phys. Rev.*, 100:947–950 (1955).
- [9] D. W. Kerst, F. T. Cole, H. R. Crane, L. W. Jones, L. J. Laslett, N. V. Nilsen, T. Ohkawa, A. M. Sessler, K. R. Symon and K. M. Terwilliger, *Attainment of very high-energy by means of intersecting beams of particles*, *Phys. Rev.*, 102:590–591 (1956).
- [10] S. Chatrchyan et al., *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett.*, B716:30–61 (2012).
- [11] G. Apollinari, I. Béjar Alonso, O. Brüning, M. Lamont and L. Rossi, *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report* (2015).

- [12] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, in *Proc. of EPAC 1996, Sitges, Barcelona*, 110 (1996).
- [13] A. Araz, U. Bonnes, R. Eichhorn, F. Hug, M. Konrad, M. Platz, A. Richter and R. Stassen, *3 GHz Digital RF Control at the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator: First Results from the Baseband Approach and Extensions for other Frequencies*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 13(8):082801 (2010).
- [14] M. Konrad, U. Bonnes, C. Burandt, R. Eichhorn, J. Enders and N. Pietralla, *A Digital Base-Band RF Control System*, in *Proceedings of ICALEPCS 2011, Grenoble, France*, 82 (2011).
- [15] M. Konrad, *Development and Commissioning of a Digital RF Control System for the S-DALINAC and Migration of the Accelerator Control System to an EPICS Based System*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2013).
- [16] C. Burandt, *Optimierung und Test der digitalen Hochfrequenzregelung und Entwicklungen für das EPICS-basierte Beschleunigerkontrollsystem am S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2017).
- [17] T. Bahlo, *Entwurf eines Mollerpolarimeters und Entwicklung einer aktiven Phasenstabilisierung für den Injektor des S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2017).
- [18] L. Jürgensen, *Simulation, Design und Aufbau von Elektronen-Scapersystemen für den S-DALINAC*, Masterthesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2013).
- [19] F. Hug, *Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2013).
- [20] DFG Sonderforschungsbereich 634, *Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, TU Darmstadt (2003–2015).



- [21] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, A. Lenhardt, H. Loos, J. Mühl, M. Platz, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze and S. Watzlawik, *Latest Developments from the S-DALINAC*, in *Proceedings of 20<sup>th</sup> Intern. LINAC Conference, SLAC-R-561, USA*, 152 (2000).
- [22] F. Hug, C. Burandt, J. Conrad, R. Eichhorn, M. Kleinmann, M. Konrad, T. Kürzeder, P. Nonn, N. Pietralla and S. Sievers, *Operational Findings and Upgrade Plans on the Superconducting Electron Accelerator S-DALINAC*, in *Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference, New York, NY, USA*, 1999 (2011).
- [23] F. Gudden, G. Fricke, H. G. Clerc and P. Brix, *Eine Anordnung für Experimente zur Elektronenstreuung unterhalb 60 MeV*, *Zeitschrift für Physik*, 181(5):453–478 (1964).
- [24] Y. Fritzsche, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, Ph.D. thesis, Technische Universität, Darmstadt (2011).
- [25] P. Schardt, *Mikrowellenexperimente zum chaotischen Verhalten eines supraleitenden Stadion-Billards und Entwicklung einer Einfangsektion am S-DALINAC*, Dissertation, TH Darmstadt, D17 (1995).
- [26] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges and M. Zweidinger, *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 640(1):6 – 12 (2011).
- [27] H. Pai, T. Beck, J. Beller, R. Beyer, M. Bhike, V. Derya, U. Gayer, J. Isaak, Krishichayan, J. Kvasil, B. Löher, V. O. Nesterenko, N. Pietralla, G. Martinez-Pinedo, L. Mertes, V. Y. Ponomarev, P.-G. Reinhard, A. Repko, P. C. Ries, C. Romig, D. Savran, R. Schwengner, W. Tornow, V. Werner, J. Wilhelmy, A. Zilges and M. Zweidinger, *Magnetic dipole excitations of  $^{50}\text{Cr}$* , *Phys. Rev. C*, 93:014318 (2016).

- [28] A. Göök, M. Freudenberger, J. Enders, C. Eckardt, A. Oberstedt and S. Oberstedt, *Photofission Fragment Characteristics of  $^{234,238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$  in the Barrier Region*, *Physics Procedia*, 59:42 – 47 (2014).
- [29] M. Arnold, *Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2017).
- [30] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and T. Walcher, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC): III. Detector System and Performance of the Electron Scattering Apparatus*, *Nucl. Instr. and Meth.*, 153(1):29–41 (1978).
- [31] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC): II. Beam Transport System and Spectrometer (Energy-loss System)*, *Nucl. Instr. and Meth.*, 153(1):17–28 (1978).
- [32] A. Lenhardt, U. Bonnes, O. Burda, P. von Neumann-Cosel, M. Platz, A. Richter and S. Watzlawik, *A silicon microstrip detector in a magnetic spectrometer for high-resolution electron scattering experiments at the S-DALINAC*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 562(1):320 – 326 (2006).
- [33] M. Knirsch, *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation, TH Darmstadt, D17 (1991).
- [34] P. von Neumann-Cosel, H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, A. Cowley, R. Fearick, J. Lawrie, S. Mills, R. Newman, J. Pilcher, F. Smit, Z. Vila-kazi and D. Whittal, *Excitation and decay of electric giant resonances in the  $^{40}\text{Ca}(e,e'x)$  and  $^{40}\text{Ca}(p,p'x)$  reactions*, *Nucl. Phys. A*, 569(1):373 – 382 (1994).
- [35] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. Sober, S. Matthews and L. Fagg, *Large-aperture*

- system for high-resolution 180° electron scattering*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 366(2):325 – 331 (1995).
- [36] K. Lindenberg, *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2007).
  - [37] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Endres, J. Hasper and A. Zilges, *The low-energy photon tagger NEPTUN*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 613(2):232 – 239 (2010).
  - [38] T. Winkler, *Entwurf, Bau und Erprobung eines energiedefinierenden Blendensystems für das magnetische 40°-Analysiersystem und Entwicklung eines Rechnerprogramms zur interaktiven graphischen Simulation des Strahltransports in 1. Ordnung für das magnetische Strahlführungssystem des S-DALINAC*, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1993).
  - [39] K. Jousten, *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*, Springer-Vieweg, 11. Auflage (2012).
  - [40] P. Chiggiato, *Vacuum Technologie for Particle Accelerators*, CERN TE-VSC, JUAS, Genf, Frankreich (2012).
  - [41] E. A. Moshey, *A Compilation of Outgassing Data on Vacuum Materials*, Engineering Technical Memorandum, Princeton University, New Jersey, USA (1982).
  - [42] H. V. und H. Schultz, *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*, Hanser-Verlag, 6. Auflage (2007).
  - [43] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley-Verlag, 3. Auflage (1999).
  - [44] M. Berger, J. Coursey, M. Zucker, J. Chang and and PML Radiation Physics Division, NIST Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (ver. 2.0.1), [www.physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR](http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR) Zugegriffen am 04.12.2017. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. (2017).

- [45] M. Berger, J. Hubbell, S. Seltzer, J. Chang, J. Coursey, R. Sukumar, D. Zucker, K. Olsen and PML Radiation Physics Division, NIST XCOM: Photon Cross Sections Database (ver. 1.5), [www.physics.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database](http://www.physics.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database) Zugriffen am 04.12.2017. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. (2017).
- [46] M. Cauchi, O. Aberle, R. W. Assmann, A. Bertarelli, F. Carra, K. Cornelis, A. Dallocchio, D. Deboy, L. Lari, S. Redaelli, A. Rossi, B. Salvachua, P. Mollicone and N. Sammut, *High energy beam impact tests on a LHC tertiary collimator at the CERN high-radiation to materials facility*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 17:021004 (2014).
- [47] S. Agostinelli et al., *GEANT4 - A Simulation Toolkit*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 506(3):250 – 303 (2003).
- [48] J. Pforr, *Persönliche Mitteilung*.
- [49] CST - Computer Simulation Technology GmbH - (Dassault Systèmes), CST Studio Suite. Version 2016. [www.cst.com](http://www.cst.com) Zugriffen am 05.12.2017.
- [50] R. Kersevan and J.-L. Pons, *Introduction to MOLFLOW+: New graphical processing unit-based Monte Carlo code for simulating molecular flows and for calculating angular coefficients in the compute unified device architecture environment*, *Journ. of Vac. Sc. & Tech. A*, 27(4):1017–1023 (2009).
- [51] Siemens Industry Software GmbH & Co. KG, NX CAD-Designing. Version 7.5 [www.plm.automation.siemens.com/de/products/nx/](http://www.plm.automation.siemens.com/de/products/nx/) Zugriffen am 14.12.2017.
- [52] H. Wampers, Lapp Insulators Alumina GmbH, *Persönliche Mitteilung*.
- [53] S. Weih, *Design eines vertikalen Halo-Scrapersystems für die Extraktionsstrahlführung am S-DALINAC*, Bachelorthesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2014).
- [54] M. Arnold, *Persönliche Mitteilung*.
- [55] Autodesk GmbH, AutoCAD Version 2017, [www.autodesk.de/products/autocad/](http://www.autodesk.de/products/autocad/) Zugriffen am 04.12.2017.

- [56] J. Wissmann, *Design and construction of radiation shielding for the scrapers in the extraction beamline of the S-DALINAC*, Bachelorthesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2014).
- [57] C. H. Clement, *Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures*, *Annals of the ICRP*, 40:2–5 (2012).
- [58] W. P. Swanson, *Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators*, *Int. At. Energy Agency. Wien* (1979).
- [59] L. Sachs, *Statistische Methoden 2: Planung und Auswertung*, Springer-Verlag (2013).
- [60] O. Möller, *Persönliche Mitteilung*.
- [61] M. Dutine, Masterthesis, TU Darmstadt, in Vorbereitung (2018).
- [62] N. Braun, T. Kotthaus and R. Schulze, HDTV - a proposed successor to TV [www.ikp.uni-koeln.de/projects/hdtv/](http://www.ikp.uni-koeln.de/projects/hdtv/) Zugriffen am 10.11.2017.
- [63] A. Lenhardt, *Entwicklung eines Si-Mikrostreifendetektors für das 169°-Spektrometer am S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (2004).
- [64] D.-W. Meuer, *Untersuchung der Linienform bei elastischer Streuung mit Hilfe der Landau-Theorie und Messung inelastischer Elektronenstreuung an tief-liegenden Zuständen in  $^{19}\text{F}$* , Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1976).
- [65] L. Landau, *On the energy loss of fast particles by ionization*, *Soviet J. Phys.*, 8:201 (1944).
- [66] T. Klaus, TU Darmstadt, Dissertation in Vorbereitung.
- [67] Lake Shore Cryotronics, Spezifikationen Gaussmeter Model 425, [www.lakeshore.com/Documents/425Manual.pdf](http://www.lakeshore.com/Documents/425Manual.pdf) Zugriffen am 21.12.2017.
- [68] Lake Shore Cryotronics, Spezifikationen angebotener Hall-Sonden, [www.lakeshore.com/Documents/Hall20ProbesL.pdf](http://www.lakeshore.com/Documents/Hall20ProbesL.pdf) Zugriffen am 21.12.2017.

- [69] H. Herminghaus, *On the inherent stability of non-isochronous recirculating accelerators*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 314:209 (1992).
- [70] R. Eichhorn, *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemessung am S-DALINAC*, Dissertation, TU Darmstadt, D17 (1999).
- [71] F. Schließmann, *Untersuchungen zur nichtlinearen Strahldynamik und Optionen für Strahlführungsmodifikationen am S-DALINAC*, Masterthesis, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2017).
- [72] Danfysik A/S, Taastrup, Dänemark.
- [73] T. Weilbach, *Simulation und Optimierung der Energieverluststrahlführung am S-DALINAC*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, unveröffentlicht (2009).
- [74] Mewasa AG, Wangs, Schweiz.







# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt Herrn Professor Dr. Dr. h.c. Norbert Pietralla, der mich mit dem spannenden Thema meiner Arbeit auf dem Gebiet der Beschleunigerphysik betraute. Ich bedanke mich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und das mir entgegengebrachte große Vertrauen.

Ich danke der Leitung der Beschleunigergruppe Frau Dr. Michaela Arnold, Herrn Dr. Thorsten Kürzeder und Herrn Jun.-Prof. Dr. Florian Hug, für meine Teilnahme an zahlreichen internationalen Konferenzen und Schulen, die mir einen breiten Einblick in aktuelle Aspekte der Beschleunigerphysik ermöglichten.

Den Mitgliedern der Beschleunigergruppe danke ich dafür, dass sie durch fachliche oder praktische Unterstützung, Diskussion oder sonstige Hilfestellungen zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben. Im Besonderen gilt mein Dank Herrn Dr. Christoph Burandt und Herrn Dr. Jonny Birkhan, die sich unter anderem mit der Einbindung meiner Aufbauten in das Beschleunigerkontrollsystem befasst haben.

Großer Dank gilt ebenfalls den Mitgliedern der LINAC-Betriebsgruppe, die mir ausdauernd bei technischen Problemen zur Seite standen.

Ich danke den hilfsbereiten Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt, die für meinen Aufbau insgesamt über 370 Spezialteile angefertigt haben und die, trotz teilweise sehr anspruchsvoller Bauteile und einiger Eilaufträge, stets freundlich und hilfsbereit waren. Ebenso danke ich den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt für ihr Engagement.

Der Spektrometergruppe danke ich für die geleisteten Nacht- und Wochenendschichten bei der Bedienung des Spektrometers, die dazu beigetragen haben, zukünftige Experimente zu verbessern.

Mit ihrer konstruktiven Kritik an meiner Dissertation sowie der Korrektur von Rechtschreibung und Grammatik haben meine lieben Kollegen Frau Dr. Michaela Arnold, Herr Dr. Thore Bahlo und Herr Dr. Christoph Burandt in ganz besonderen Maße zur Qualität der vorliegenden Arbeit beigetragen, wofür ich sehr dankbar bin.

Zu guter Letzt möchte ich den, von mir betreuten, Studenten danken: Herrn Jan Wissmann, Herrn Simon Weih, Herrn Marco Fischer und Herrn Manuel Dutine, die durch ihre Abschlussarbeiten einen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben.

Die vorliegende Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem DFG Sonderforschungsbereich 643 und dem DFG Graduiertenkolleg 2128.

## **LEBENS LAUF**

### **Lars Erik Jürgensen**

01. Februar 1989	Geboren in Heppenheim an der Bergstraße
1995 – 1999	Besuch der Wilhelm-Leuschner-Grundschule in Pfungstadt
1999 – 2008	Besuch des gymnasialen Zweigs der Friedrich-Ebert-Schule in Pfungstadt
Juni 2008	Abitur
2008 – 2013	Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt – Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes
November 2011	Bachelor of Science
September 2013	Master of Science
Seit November 2013	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, den 09. April 2018